This is a digital copy of a book that was preserved for generations on library shelves before it was carefully scanned by Google as part of a project to make the world's books discoverable online.

It has survived long enough for the copyright to expire and the book to enter the public domain. A public domain book is one that was never subject to copyright or whose legal copyright term has expired. Whether a book is in the public domain may vary country to country. Public domain books are our gateways to the past, representing a wealth of history, culture and knowledge that's often difficult to discover.

Marks, notations and other marginalia present in the original volume will appear in this file - a reminder of this book's long journey from the publisher to a library and finally to you.

Usage guidelines

Google is proud to partner with libraries to digitize public domain materials and make them widely accessible. Public domain books belong to the public and we are merely their custodians. Nevertheless, this work is expensive, so in order to keep providing this resource, we have taken steps to prevent abuse by commercial parties, including placing technical restrictions on automated querying.

We also ask that you:

+ *Make non-commercial use of the files* We designed Google Book Search for use by individuals, and we request that you use these files for personal, non-commercial purposes.

+ *Refrain from automated querying* Do not send automated queries of any sort to Google's system: If you are conducting research on machine translation, optical character recognition or other areas where access to a large amount of text is helpful, please contact us. We encourage the use of public domain materials for these purposes and may be able to help.

+ *Maintain attribution* The Google "watermark" you see on each file is essential for informing people about this project and helping them find additional materials through Google Book Search. Please do not remove it.

+ *Keep it legal* Whatever your use, remember that you are responsible for ensuring that what you are doing is legal. Do not assume that just because we believe a book is in the public domain for users in the United States, that the work is also in the public domain for users in other countries. Whether a book is still in copyright varies from country to country, and we can't offer guidance on whether any specific use of any specific book is allowed. Please do not assume that a book's appearance in Google Book Search means it can be used in any manner anywhere in the world. Copyright infringement liability can be quite severe.

About Google Book Search

Google's mission is to organize the world's information and to make it universally accessible and useful. Google Book Search helps readers discover the world's books while helping authors and publishers reach new audiences. You can search through the full text of this book on the web at `http://books.google.com/`

Sci 1083.37(4)

PJ 582.5

32976

PHILLIPS LIBRARY

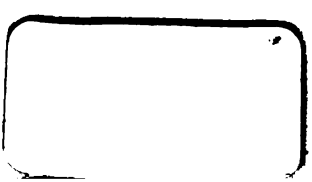
OF

HARVARD COLLEGE OBSERVATORY.

P.11.
6.

SCIENCE CENTER LIBRARY

HARVARD COLLEGE
LIBRARY



Verhandlungen

der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft

im Jahre 1902.

Vierter Jahrgang.

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

Karl Scheel.

Leipzig, 1902.
Verlag von Johann Ambrosius Barth.

Δ
Sci 1085.57 (4)
V

TRANSFERRED TO
HARVARD COLLEGE LIBRARY

Inhaltsverzeichnis.*)

	Seite	
E. Gehrcke und O. Lummer. Neuere Ergebnisse über die Auflösung feinster Spectrallinien	2	
E. Goldstein. Ueber den Einfluss der Lichtbrechung auf Beobachtungen an Geissler'schen Röhren	3	4
A. Gleichen. Die Scheitelkrümmung der Bilder auf der Netzhaut des Auges, unter Berücksichtigung der Linsenschichtung	3	13
Guido Holzknecht. Ueber die Erzeugung von Nachfarben durch Röntgenstrahlen	3	25
F. Neesen. Bemerkung zu einem Aufsatz von Hrn. Kahlbaum über Quecksilberluftpumpen	29	30
F. Kurlbaum. Ueber Temperatur und selective Emission leuchtender Flammen	29	
W. Müller-Erzbach. Neue Beobachtungen über den Adsorptionsvorgang	29	35
F. F. Martens. Vorlesungsversuch über sphärische Aberration	39	41
F. F. Martens. Erzeugung von Fresnel'schen Interferenzstreifen mittels eines rechtwinkligen Prismas	39	43
O. Lummer. Hypothese über den Vorgang bei der Totalreflexion	40	
G. Quincke. Ueber Oberflächenspannung und flüssige Niederschläge	45	46
E. Hagen und H. Rubens. Die Absorption ultravioletter, sichtbarer und ultraroter Strahlen in dünnen Metallschichten	45	55
E. Goldstein. Ueber die erste Schicht des Kathodenlichtes inducirter Entladungen	45	64
G. W. A. Kahlbaum. Erwiderung an Hrn. F. Neesen	45	72
W. v. Bezold. Nachruf auf Max Eschenhagen	77	79
R. Börnstein. Zur Erinnerung an Hans Bartsch v. Sigsfeld	77	88
M. Thiesen. Ueber die gegenseitige Zuordnung der Elemente zweier Scharen nach den Gesetzen des Zufalls	77	98

*) An den durch die fettgedruckten Seitenzahlen bezeichneten Stellen finden sich ausführlichere Mitteilungen über den betreffenden Gegenstand.

	Seite	
L. Austin und H. Starke. Ueber die Reflexion der Kathodenstrahlen und eine damit verbundene neue Erscheinung secundärer Emission	77	106
M. Thiesen. Nachruf für Johannes Pernet	127	128
F. Neesen. Erwiderung an Hrn. G. W. A. Kahlbaum	127	136
F. F. Martens. Ueber den Einfluss des Atomgewichtes auf die Eigenschwingung, Dispersion und Farbe von durchsichtigen Elementen und Verbindungen	137	138
J. Traube. Theorie der kritischen Erscheinungen und der Verdampfung. Beitrag zur Theorie der Lösungen	137	
J. Stark. Kritische Bemerkungen zu der Mitteilung der Herren Austin und Starke über Kathodenstrahlreflexion	137	167
R. Wachsmuth und O. Schönrock. Beiträge zu einer Wiederholung des Mascart'schen Versuches	137	183
W. Foerster. Bemerkung zu dem „Nachruf für Johannes Pernet", von M. Thiesen	191	225
Bruce Hill. Ueber das magnetische Verhalten der Nickel-Kupfer- und Nickel-Zinnlegirungen	191	194
E. Goldstein. Ueber Kathodenstrahlen von geringem Entladungspotential	191	204
H. Starke. Erwiderung auf die kritischen Bemerkungen des Hrn. J. Stark bezüglich der Arbeit: Austin-Starke, Ueber Kathodenstrahlreflexion	191	212
F. Neesen. Mitteilung über Vorschläge einer vom Ausschuss des elektrotechnischen Vereins niedergesetzten Commission in Betreff einheitlicher Bezeichnungen	227	
E. Goldstein. Ueber die Canalstrahlen-Gruppe	227	228
A. Brand. Ueber die elektromotorische Kraft des Ozons	245	246
F. F. Martens. Ueber ein Prismenspectroskop mit constanter Richtung des austretenden Strahles	245	255
V. Bjerknes. Versuche über die scheinbaren Wirkungen in der Ferne zwischen pulsirenden und oscillirenden Kugeln	251	
W. Marckwald. Ueber das radioactive Wismut (Polonium) 251,	259	252
G. Leithäuser. Ueber den Geschwindigkeitsverlust der Kathodenstrahlen beim Durchgang durch dünne Metallschichten	251	
L. Grunmach. Neue experimentelle Bestimmungen der Oberflächenspannung von Flüssigkeiten durch Messung der Wellenlänge der auf ihnen erzeugten Capillarwellen	259	279
E. Lecher. Schirmwirkung der Gase gegen elektrische Schwingungen	259	307
E. Warburg. Ueber leuchtenden elektrischen Wind 259,	361	294
K. Schaum. Ueber den photographischen Negativprocess	259	292
G. Billitzer. Colloidale Metalle	259	

	Seite	
E. Grimsehl. Ueber den Volta'schen Fundamentalversuch .	259	262
J. Traube. Beitrag zur Theorie von van der Waals . . .	259	
F. S. Archenhold. Eine neue Darstellung des Einflusses der Sonnenflecke auf die Erdatmosphäre	260	
W. Kaufmann. Ueber die magnetische Masse des Elektrons	260	
M. Abraham. Principien der Dynamik des Elektrons . . .	260	
F. V. Dwelshauvers-Dery. Eine neue Theorie der Wimshurst'schen Maschine	260	276
F. V. Dwelshauvers-Dery. Ueber einen Fall von Induction	260	278
M. Wien. Ueber die Empfindlichkeit des menschlichen Ohres für Töne verschiedener Höhe	260	297
R. Straubel. Zusammenhang zwischen Absorption und Auflösungsvermögen	260	323
R. Straubel. Ueber einen allgemeinen Satz der geometrischen Optik und einige Anwendungen	260	328
F. Dessauer. Ueber einen Versuch, die Durchdringungsfähigkeit der *X*-Strahlen unabhängig vom Vacuum zu reguliren	260	321
H. v. Schrötter. Demonstration eines Apparates zur Bestimmung der chemischen Lichtintensität	261	296
Kotzauer. Ursächliche Entwickelung der Naturerscheinungen und der Entwickelung derselben im Weltall aus zwei Grundstoffen	261	
A. Voller. Demonstration der Slaby'schen und Braun'schen Apparate zur Wellentelegraphie	261	
M. Wien. Demonstration eines mechanischen Modelles zur Braun'schen Methode der Wellentelegraphie	261	
R. Straubel. Demonstration eines Interferenzmessapparates	261	
O. Lummer und E. Gehrcke. Ueber die Interferenz des Lichtes bei mehr als zwei Millionen Gangunterschied	336	337
Raoul Pictet. Beitrag zur Klärung der Theorie der Linde'schen Luftverflüssigungsmaschine	336	
F. Kurlbaum. Demonstration des Holborn-Kurlbaum'schen und des Wanner'schen optischen Pyrometers	347	
M. Thiesen. Zur Theorie der Diffusion	347	348
F. Poske. Zum Gedächtnis Otto von Guericke's	361	362
H. Starke. Ueber eine Interferenzbeobachtung an Lippmann'schen Spectralphotographien	361	377
W. Voigt. Ueber pleochroitische Krystalle	379	
M. Planck. Vorlegung einiger von H. Haga und C. Wind angefertigter Photogramme zum Nachweis der Beugung von Röntgenstrahlen	379	
F. Neesen. Bestimmung der Geschwindigkeit und Umdrehungszahl eines Geschosses am Ende der Flugbahn	379	380

Seite

W. Voigt. Ueber eine neue Methode, die optischen Constanten von Metallen im ultravioletten Lichte zu bestimmen . 379

H. Friedenthal. Wie viel von der Verbrennungswärme von Brennstoffen lässt sich in mechanische Arbeit umsetzen? 386 387

Mitteilungen, betreffend die „Fortschritte der Physik“ 1

Mitteilung, betreffend die 74. Versammlung Deutscher Naturforscher und Aerzte in Karlsbad 1902 . . . . . 259, 335

Geschäftliches 1, 189, 347, 361, 385

Wahlen des Vorstandes und des wissenschaftlichen Ausschusses 190, 361

Vermögens-Bilanz der Gesellschaft 192

Verlust- und Gewinn-Conto der Gesellschaft 193

Aufnahme von Mitgliedern 2, 3, 40, 45, 78, 127, 137, 245, 251, 347, 361, 379, 386

Mitgliederliste 397

Jahrg. 4. Nr. 1.

Verhandlungen

der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft.

Sitzung vom 10. Januar 1902.

Vorsitzender: Hr. E. Warburg.

Der Vorsitzende teilt mit, dass das von dem verstorbenen ehemaligen Mitgliede, Dr. F. Jagor, der Gesellschaft vermachte Legat von 1000 Mark (Verhandlungen vom Jahre 1900, p. 71) nunmehr von dem Testamentsvollstrecker an die Kasse der Gesellschaft ausbezahlt und dem Capital-Conto gutgeschrieben worden ist.

Der Vorsitzende berichtet ferner, dass die Verlagsbuchhandlung von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig dem Vorstande der Gesellschaft den Plan unterbreitet habe, unter dem Titel:

Die

Fortschritte der Physik

im Jahre 1902.

Dargestellt von der Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Halbmonatliches Literaturverzeichnis

redigirt

von

Karl Scheel — Reine Physik

Richard Assmann — Kosmische Physik

vom 15. Januar 1902 ab ein nach Materien geordnetes Publicationsverzeichnis herauszugeben. Der Vorstand hat diesem Plan gern zugestimmt. Das neue Organ, welches in engster Beziehung zu den seit dem Jahre 1847 von der Ge-

Hab. 29/2

sellschaft herausgegebenen „Fortschritten der Physik“ stehen und gewissermaassen deren Vorläufer bilden soll, wird nämlich die Berichterstattung auf physikalischem Gebiet in sehr zweckmässiger Weise in Hinsicht auf die Schnelligkeit ergänzen. In der That sollen zwar die „Fortschritte der Physik“ selbst, welche ihrem Inhalt nach durch das Literaturverzeichnis natürlich in keiner Weise beeinflusst werden, auch künftig, wie es schon im Vorjahr gelungen ist, stets in der ersten Hälfte des auf das Berichtsjahr folgenden Jahres ausgegeben werden; allein eine noch grössere Beschleunigung zu erreichen, ist unmöglich, weil sonst die „Fortschritte“ ihren wesentlichen Vorzug, über sämtliche Publicationen eines ganzen Jahres nach einheitlichem Gesichtspunkte zu berichten, verlieren würden.

Die Verlagsbuchhandlung von Friedr. Vieweg & Sohn hat sich erboten, das halbmonatliche Literaturverzeichnis den Mitgliedern der Gesellschaft zum Buchhändler-Nettopreise zu liefern. Auch wird die Gesellschaft aus dem Unternehmen einen pecuniären Nutzen ziehen, indem die Verlagsbuchhandlung künftig die Hälfte der nicht unbeträchtlichen Zeitschriftenrechnung der Gesellschaft auf ihr Conto übernehmen will.

Hr. **E. Gehrcke** trägt sodann vor

neuere Ergebnisse über die Auflösung feinster Spectrallinien

(nach gemeinschaftlich mit Hrn. **O. Lummer** ausgeführten Versuchen).

Als Mitglieder werden in die Gesellschaft aufgenommen:

Hr. Dr. H. von Steinwehr, Charlottenburg, Physikalisch-Technische Reichsanstalt.

Hr. Dr. F. Henning, Charlottenburg, Physikalisch-Technische Reichsanstalt.

(Beide vorgeschlagen durch Hrn. F. Kohlrausch.)

Hr. Dr. E. Gehrcke, Charlottenburg, Physikalisch-Technische Reichsanstalt.

(Vorgeschlagen durch Hrn. O. Lummer.)

Hr. Oberlehrer Dr. Güntsche, Berlin W., Gleditschstrasse 39.

(Vorgeschlagen durch Hrn. E. Jahnke.)

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft.

Sitzung vom 24. Januar 1902.

Vorsitzender: Hr. E. Warburg.

Hr. **E. Goldstein** trägt vor
über den Einfluss der Lichtbrechung auf Beobachtungen an Geissler'schen Röhren.

Hr. **A. Gleichen** bespricht sodann
die Scheitelkrümmung der Bilder auf der Netzhaut des Auges, unter Berücksichtigung der Linsenschichtung.

Hr. E. Goldstein legt endlich eine Mitteilung des Hrn. **Guido Holzknecht** in Wien
über die Erzeugung von Nachfarben durch Röntgenstrahlen
vor.

Als Mitglied wird in die Gesellschaft aufgenommen:
Hr. Privatdozent Dr. K. Schaum in Marburg.
(Vorgeschlagen von Hrn. F. Richarz.)

Ueber den Einfluss der Lichtbrechung auf Beobachtungen an Geissler'schen Röhren;

von E. Goldstein.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 24. Januar 1902.)

(Vgl. oben S. 3.)

Die nachfolgenden sehr einfachen Versuche, die ich vor 22 Jahren im HELMHOLTZ'schen Laboratorium angestellt habe, gestatte ich mir jetzt mitzuteilen, weil sie zur Beseitigung einer Schwierigkeit geeignet erscheinen, die mehreren Beobachtern in neuester Zeit entgegengetreten ist, und weil mit ihrer Hülfe eine leichte Unterscheidung von Canalstrahlen und gewöhnlichen Kathodenstrahlen möglich ist, die anscheinend ebenfalls bisweilen auf Schwierigkeiten gestossen ist.

Verschiedene neuere Beobachter[1]) haben es schwer gefunden, zu bestimmen, ob gewisse von ihnen bemerkte Leuchterscheinungen bei Entladungen in evacuirten Glasgefässen ein Leuchten einer dünnen Wandschicht des Gases oder ein Leuchten der Innenwand des Glases darstellen. Daher möchte ich auf ein sehr einfaches Kriterium aufmerksam machen, das wenigstens bei allen bisher üblichen Gefässformen diese Unterscheidung mit einem Blick gestattet: Wenn in einem Entladungsrohr gasförmige Teilchen leuchten (gleichviel ob im Entladungsschlage selbst oder durch phosphorescirendes Nachleuchten), so erblickt man den Umriss des Leuchtens, wie zu erwarten, im Innern des Rohres. Leuchtet aber die innere Glaswand (z. B. durch Phosphorescenz), so erscheint dem Auge statt ihrer die Aussenwand leuchtend. Bei den zahllosen

---

1) Vgl. z. B. P. LEWIS, Ann. d. Phys. **2.** 1900 u. BURKE, Phil. Mag. (6) **1.** 1901.

Versuchen, die namentlich in den letzten Jahren über Entladungen in hohen Vacuis angestellt wurden, scheint dies nicht bemerkt worden zu sein. Unter ganz speciellen Versuchsbedingungen hat ein einziger Beobachter die Erscheinung wahrgenommen, sie aber irrtümlich auf diese speciellen Bedingungen bezogen und sie aus ihnen zu erklären gesucht. Dies ist Hr. E. WIEDEMANN, der im Jahre 1880 schreibt[1]): „Leitet man durch ein Entladungsrohr von grosser Wanddicke den positiven Strom einer HOLTZ'schen Maschine, schaltet in den Stromkreis eine Funkenstrecke, sodass die Entladungen in einem solchen Rhythmus erfolgen, dass sie im Rohre durch die Finger aus ihrer Bahn abgelenkt werden, so tritt an der Innenseite des Rohres nur ein schwaches, an der Aussenseite dagegen ein sehr helles grünes Phosphorescenzlicht auf. ... Das Phosphorescenzlicht zeigt sich indess nicht stets hauptsächlich an der Aussenfläche der Glasröhren, sondern nur bei Röhren von grösseren Weiten; bei engen, besonders Capillarröhren dagegen leuchtet nur die Innenwand." Dass bei den weiten Röhren die Aussenwand leuchtet, soll nun damit zusammenhängen, dass bei weiten Röhren die Entladung durch den Finger an die Glaswand gedrückt wird, während sie bei den engen durch einen dunkeln Raum von der Wand getrennt bleibt, „und nun wohl in diesem die Vorgänge in derselben Weise sich abspielen, wie in jenem innerhalb der Glaswand, sodass die äussere Seite dieses dunkeln Raumes der äusseren Seite der Glasröhre entspricht".

Zunächst bemerke ich, dass das Auftreten von Aussenlicht an der Glaswand durchaus nicht an die von WIEDEMANN angegebenen Versuchsbedingungen gebunden ist, sondern dass ganz allgemein, so oft die Innenwand des Glases zum Leuchten erregt wird, gleichviel ob durch positives Licht oder durch Kathodenstrahlen, mit oder ohne Funkeneinschaltung, mit oder ohne Annäherung eines ableitenden und ablenkenden Körpers, die Aussenwand, in den weiterhin zu definirenden Grenzen, leuchtend erscheint. Da das kräftigste Phosphorescenzlicht durch Kathodenstrahlen verursacht wird, so benutzt man am besten die letzteren zur Anstellung der weiterhin zu erwähnen-

1) E. WIEDEMANN, Wied. Ann. 9. p. 159. 1880.

den Versuche, indem man beispielsweise das Leuchten der cylindrischen Gefässwand um eine in der Rohraxe liegende Drahtkathode beobachtet.

Die ganze Erscheinung des Leuchtens der Aussenwand beruht nun aber lediglich auf einer optischen Täuschung. Den Eindruck, dass dem so sei, hatte ich beim ersten Lesen der WIEDEMANN'schen Arbeit, und da ich vermutete, dass die Täuschung irgendwie mit totaler Reflexion der Lichtstrahlen zusammenhinge, tauchte ich ein scheinbar aussen leuchtendes Entladungsrohr in Schwefelkohlenstoff, weil an der Grenze eines stärker als Glas brechenden Mediums keine totale Reflexion mehr zu stande kommen kann. In der That erschien die Aussenwand der Röhre dann wieder nichtleuchtend, und das Phosphorescenzlicht war ins Innere des Rohres versetzt.

HELMHOLTZ, in dessen Laboratorium ich damals (1880) arbeitete und dem ich meine Auffassung der WIEDEMANN'schen Beobachtung mitteilte, gab mir sogleich die genauere Erklärung, etwa in folgender Form:

Ob die Aussenwand für leuchtend gehalten wird oder nicht, hängt von dem Wege ab, den das Licht der phosphorescirenden Innenwand bis zum Auge zurücklegt. Tritt das Licht streifend zur Aussenwand aus, so wird die Aussenwand als Lichtquelle angesehen. Dabei verläuft der streifend austretende Strahl im Innern der Wandung stets unter dem Grenzwinkel der totalen Reflexion.

Man braucht die HELMHOLTZ'sche Erklärung nur noch in eine Formel umzusetzen, um das Phänomen auch quantitativ verfolgen zu können.

In der That, verfolgt man den ins Auge gelangenden, zur äusseren Rohrwand tangentialen Strahl rückwärts ins Innere, so sind drei Fälle möglich, entweder dass der innen unter dem Grenzwinkel der totalen Reflexion verlaufende Strahl die leuchtende Innenwand streifend trifft, oder dass er dieselbe schneidet, oder dass er an ihr, ohne sie zu treffen, vorübergeht.

Im ersten Falle ist, wenn (Fig. 1a) ϱ den Radius des Röhrenlumens, d die Dicke der Glaswand bedeutet,

$$\frac{\varrho}{\varrho + d} = \sin x .$$

Da x aber der Grenzwinkel der totalen Reflexion ist, so ist

$$\sin x = \frac{1}{n},$$

wenn n der Brechungsexponent des Glases ist. Demnach ist $d = \varrho(n-1)$.

Im zweiten Falle, wo d kleiner, der Winkel x also grösser ist als im ersten, kann der von der leuchtenden Innenwand tangential ausgehende Strahl an der Aussenwand nicht mehr austreten, sondern wird total reflectirt. Dann existirt aber immer ein Strahl von einer anderen Stelle der phosphores-

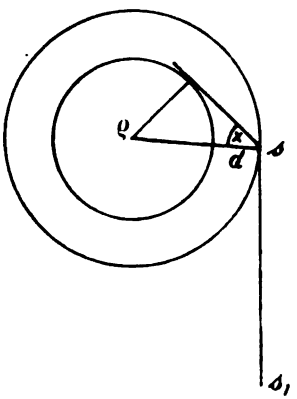


Fig. 1a.

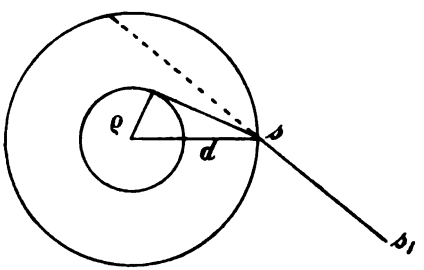


Fig. 1b.

cirenden Innenwand, der bei s unter dem Grenzwinkel auftrifft, also aussen tangential in der Richtung $s s_1$ verläuft.

Der Anschein des Leuchtens der Aussenwand besteht also, solange $d \gtrless \varrho(n-1)$ und da n für Röhrenglas sehr nahe 1,5 ist, so folgt, dass die beschriebene Erscheinung sich darbieten muss, solange die Wanddicke höchstens gleich $\varrho/2$, also höchstens gleich dem vierten Teil der lichten Rohrweite ist.

Ist die Wand dicker, tritt also der dritte Fall ein, so trifft (Fig. 1b) das Phosphorescenzlicht bei s stets unter kleineren Winkeln als der Grenzwinkel auf, das Licht tritt schräg aus, das Auge verlegt den Umriss des Leuchtens wieder in die Richtung des austretenden Strahles, daher diesmal an eine Stelle zwischen der Innen- und der Aussenwand.

Die Beziehung $d \gtrless \varrho/2$ zeigt zunächst, dass das (scheinbare) Leuchten der Aussenwand keineswegs, wie die Wiedemann'sche Arbeit annimmt, auf weite Röhren beschränkt ist, sondern dass es lediglich auf das Verhältnis von Wanddicke zur lichten Weite ankommt. An und für sich kann die Erscheinung auch an engen Röhren auftreten und an beliebig weiten Röhren fehlen. Dass man sie an den für Entladungsgefässen gemeinhin verarbeiteten weiten Röhren stets wahrnimmt, liegt nur daran, dass diese weiten Röhren aus praktischen Gründen stets relativ schwachwandig sind. Umgekehrt werden Capillarröhren, die als Teile von Entladungsgefässen dienen, im Verhältnis zur lichten Weite sehr dickwandig gewählt, weil sie sonst leicht abbrechen würden. Da alsdann $d > (\varrho/2)$ ist, so liegt bei solchen Capillarröhren das Leuchten im Innern.

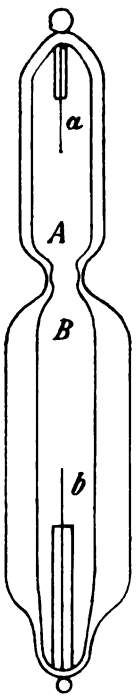


Fig. 2.

Man begreift auch, dass das Leuchten nicht einfach entweder an der Aussenwand oder an der Innenwand erscheint, sondern wenn die Wanddicke über den Wert $\varrho/2$ successiv wächst, so wandert der scheinbare Umriss des Phosphorescenzlichtes succesiv mehr und mehr von der Aussenwand der Innenwand zu.

Im allgemeinen nimmt man dann also drei Umrisslinien wahr: die der äusseren Glaswand, die der phosphorescirenden Schicht und die der inneren Glaswand. Der letztere Umriss fällt zusammen mit dem Umriss der leuchtenden Gassäule, falls diese bis zur Glaswand reicht.

Die Beobachtungen sind mit der dargelegten Auffassung durchaus im Einklang.

Die Röhre Fig. 2 hat in ihren beiden Cylindern A und B gleiches Lumen von 11 mm. Der Cylinder A hat eine Wanddicke von $2\,^1/_2$ mm, B von 6 mm. Dementsprechend erblickt man, wenn a Kathode ist, das grüne Phosphorescenzlicht an der Aussenwand. Ist aber b Kathode, so erscheint

der Umriss des Phosphorescenzlichtes zwischen Aussen- und Innenwand.

Die WIEDEMANN'sche Arbeit führt als Stütze der Annahme, dass das Leuchten wirklich der Aussenwand angehört, noch an, dass wenn man an Stelle einer einfachen Entladungsröhre einen durch Fett gedichteten Schliff verwendet, „das Phosphorescenzlicht dann an der Grenze des inneren Teiles des Schliffes und des Fettes auftritt". In dieser Allgemeinheit ist die Angabe nicht zutreffend. Es kommt eben ganz darauf an, wie gross die Wanddicke des inneren Schliffstückes plus der Stärke der aufgeschliffenen Hülse im Verhältnis zum Lumen des hohlen Schliffzapfens ist. Hr. WIEDEMANN muss eine relativ sehr dicke Hülse benutzt haben, um die scheinbare Bestätigung seiner Auffassung zu erhalten. In der hier aufgestellten Röhre (Fig. 3) ist auf den schwach conischen Mantel [1]), der im Mittel etwa 3 cm Durchmesser bei 1 mm Wandstärke hat, um die Kathode eine Glashülse von 2 mm Wandstärke aufgeschliffen, die gefettet glatt anschliesst. Das Phosphorescenzlicht erscheint dann an die Aussenseite der Hülse versetzt.

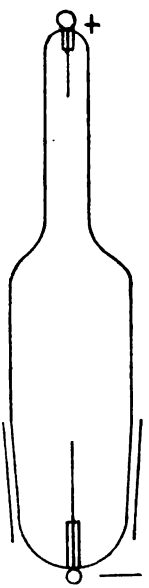


Fig. 3.

Fig. 4.

Sehr anschaulich wird die Thatsache, dass das Leuchten der Aussenwand nur auf einer optischen Täuschung beruht, bei einer Anordnung, in der man zwischen beide Wände eine Wasserschicht von relativ beträchtlicher Dicke bringen kann. Die 4 cm weite, dünnwandige Röhre Fig. 4 taucht mit dem

1) Die obigen Darlegungen gelten naturgemäss für alle Gefässe, deren Begrenzungen conaxiale Rotationsflächen sind.

Kathodenteil in ein $5\,^1/_2$ cm weites conaxiales dünnwandiges Becherglas. Der Zwischenraum wird mit Wasser ausgefüllt. Dann erscheint die Aussenwand des Becherglases grünleuchtend. Umgekehrt kann man durch Eintauchen in Wasser unter Umständen die Grenze des Phosphorescenzlichtes auch ins Innere der Rohrwand verlegen. Dies wird dann stattfinden, wenn $d > \varrho\,(n' - 1)$ ist, wo n' sich auf die Brechung aus Glas in Wasser bezieht. Da $n' < n$, so tritt bei einer Wandstärke, die für Luft noch einen streifenden Strahl gestattet, in Wasser statt des streifenden ein schräg verlaufender Strahl auf, der die Leuchtgrenze zwischen ϱ und $\varrho + d$ erscheinen lässt. —

Magnesiumplatincyanür existirt bekanntlich in mehreren Modificationen von verschiedenem Krystallwassergehalt. Mit Ausnahme der wasserreichsten, roten Modification geben sie im Kathodenlicht und auch im positiven Licht der Entladung intensives Phosphorescenzlicht, dessen Farbe mit dem Wassergehalt des Salzes und auch mit seiner Temperatur wechselt. Dunstet man nun eine verdünnte Lösung von Magnesiumplatincyanür auf Teilen der inneren Wandung einer Entladungsröhre ab, und entwässert so stark, dass die phosphorescirenden Modificationen entstehen, so erblickt man beim Durchgang der Entladung, das blaue, gelbe, gelbgrüne etc. Licht des innen gelagerten Salzes scheinbar an der Aussenwand. —

Bei einer hier aufgestellten Röhre aus gewöhnlichem grün phosphorescirenden Glase habe ich auf die Innenwand einen sehr dünnen Splitter von rot phosphorescirendem Glase aufschmelzen lassen. Würde wirklich die Aussenwand leuchten, so müsste auch da, wo der Splitter aufliegt, das Licht grün erscheinen. Statt dessen erscheint die Aussenwand dort rotleuchtend.[1]) —

Man könnte nun fragen, ob nicht unter gewissen Umständen auch das Leuchten des Gases scheinbar an die Aussenwand versetzt werden kann. Aber man erkennt leicht durch Construction oder einfache Rechnung, dass dies nicht möglich ist, wenn das innere Medium denselben oder kleineren Brechungs-

1) Die rotleuchtende Glassorte kann von Hrn. R. Müller-Uri in Braunschweig bezogen werden. Bei dem ursprünglichen Versuch (1880) war mit entsprechendem Erfolg innen ein Häutchen von blauleuchtendem Glas aufgeschmolzen.

exponenten hat als das äussere Medium, also als Luft. Erst wenn der Brechungsexponent des inneren Mediums so gross wird, dass der nach rückwärts verfolgte, aussen streifend verlaufende Strahl an der Grenze des inneren Mediums nicht mehr total reflectirt wird, kann auch aus dem inneren Medium ein Strahl in das äussere streifend austreten. Die Grenzfläche tropfbarer Flüssigkeiten kann daher, entsprechend alltäglichen Erfahrungen, an die Aussenwand von Gefässen versetzt erscheinen, die von Rotationsflächen begrenzt sind (Trinkgläser, Flaschen etc.)

Für Gasentladungen hat sich also ergeben, dass, sobald die Aussenwand leuchtend erscheint, es sich in Wirklichkeit um ein Leuchten der festen Innenwand handelt. Dagegen kann das Leuchten von Gasteilchen, mögen dieselben der Innenwand auch noch so nahe liegen, auch bei Röhren, die der Bedingung $d \gtrless (\varrho/2)$ genügen, niemals aussen erscheinen, sondern liegt stets im Innern. Hierauf beruht ein Merkmal zur leichten Erkennung von Canalstrahlen. Die Canalstrahlen erzeugen an der Oberfläche aller von ihnen getroffenen natriumhaltigen Substanzen bei geringer Gasdichte ein goldgelbes Leuchten, das im Spectrum die D-Linie hell zeigt. Dieses Leuchten rufen die Canalstrahlen z. B. dicht an der Wandung der Glasröhren hervor, in denen man sie erzeugt. Da das Leuchten aber das Licht vergasten Natriums ist, so erscheint dieses gelbe, von den Canalstrahlen erzeugte Leuchten stets an der Innenwand, das Leuchten, das die gewöhnlichen Kathodenstrahlen verursachen, an der Aussenwand. In Zweifelsfällen kann man beide Strahlenarten hierdurch sicher unterscheiden.

In meiner vorigen Mitteilung über Canalstrahlen hatte ich nochmals darauf aufmerksam gemacht[1]), wie gering der Anteil von Phosphorescenzlicht des Glases ist, den die Canalstrahlen erzeugen. Mittels der heut beschriebenen Phänomene kann man sich davon deutlich überzeugen. Denn die beiden Componenten des Leuchtens, das die Canalstrahlen erzeugen, müssen nach dem Mitgeteilten räumlich auseinander gelegt werden:

1) E. Goldstein, Verhandl. d. Deutschen Physik. Gesellsch. 3. p. 209. 1902.

das gelbe Licht des Natriumdampfes bleibt an der Innenwand, das grüne Leuchten des Glases wandert scheinbar nach aussen, sodass beide um die Dicke der Glaswand getrennt erscheinen. Man sieht an der hier aufgestellten Röhre mit Canalstrahlen (Fig. 1 der vorigen Mitteilung) wie hell das goldgelbe Licht im Innern, und wie äusserst matt das grüne Licht aussen ist.

Es wäre also vielleicht nicht unzweckmässig, wenn man in allen Fällen, wo es zweifelhaft sein kann, ob man es mit Canalstrahlen oder mit gewöhnlichen Kathodenstrahlen zu thun hat, auf dieses Kriterium achten und es in der Beschreibung erwähnen würde. Das genauere Verständnis mancher Arbeiten würde dann erleichtert werden.

Die Scheitelkrümmung der Bilder auf der Netzhaut des Auges unter Berücksichtigung der Linsenschichtung;

von A. Gleichen.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 24. Januar 1902.)

(Vgl. oben S. 3.)

Solange man in der Dioptrik des menschlichen Auges den Berechnungen ein schematisches Auge mit einer homogenen Linse zu Grunde legte, war es unmöglich, sich eine Vorstellung von dem optischen Correctionszustand dieses wichtigsten aller optischen Instrumente zu machen. Man konnte wohl ungefähr die Lage der Haupt- und Knotenpunkte bestimmen und so einen Ueberblick über die Grösse und Lage der durch die mehrfachen Brechungen erzeugten Bilder gewinnen, aber über die optische Qualität dieser Bilder musste man vollkommen im Dunkeln bleiben. Der intimere Strahlengang im Auge wird ganz wesentlich beeinflusst durch die Schichtungen der Krystalllinse; diese Schichtungen bestehen in einer continuirlichen Zunahme des Brechungsexponenten der Linsensubstanz von den beiderseitigen Oberflächen nach dem Kern zu; ausserdem macht sich noch der Umstand geltend, dass die in Frage kommenden brechenden Flächen, insbesondere die Hornhaut, häufig nicht sphärisch, sondern ellipsoidisch bez. paraboloidisch sich zeigen. Das Gesetz der Schichtungen ist nun durch L. Matthiessen in Rostock aufgefunden und durch vielfache Messungen als richtig bestätigt. Ausser auf die grosse Anzahl von Specialabhandlungen dieses Autors verweisen wir insbesondere auf sein Werk: „Beiträge zur Dioptrik der Krystalllinse", Wiesbaden, 4 Folgen. Von Matthiessen und seinen Schülern sind dann auch die mathematisch-optischen Consequenzen gezogen worden; so gelang die Aufstellung der Differentialgleichung, die den Weg eines Lichtstrahles durch die geschichtete Linse

bestimmt, sowie die Integration derselben.[1]) Dadurch ergab sich dann die wahre Lage der Haupt- und Knotenpunkte für Paraxialstrahlen, die Lage der primären und secundären Brennlinie für unendlich dünne Bündel, die unter endlichem Winkel den Linsenkern durchdringen (Periskopie des Auges) und schliesslich die Thatsache, dass bei dem angenommenen Gesetz der Schichtungen, die sphärische Aberration gegenüber dem schematischen Auge ausserordentlich vermindert ist. Eine grosse Reihe von Augen anderer Wirbeltiere wurden mit demselben Erfolge derartigen Rechnungen unterworfen. Es ist ausserordentlich bedauernswert, dass diesen mit so vielem Scharfsinn und vieler Mühe ausgeführten Arbeiten fast alle deutschen Ophthalmologen gänzlich indifferent gegenüberstehen, sodass man in den meisten Specialwerken über Ophthalmologie kaum einen Hinweis darauf findet.

Im Folgenden soll nun auf Grund des MATTHIESSEN'schen Gesetzes die Krümmung der Bilder auf der Netzhaut untersucht werden, d. h. es soll unter der Voraussetzung, dass das Object ein Rotationskörper zur optischen Axe ist, diejenige Fläche gesucht werden, auf welcher in erster Annäherung das Bild sich befindet. Wir wollen diese Untersuchung mittels des sogenannten PETZVAL'schen Theorems führen. Da aber dieses Theorem in der Literatur die verschiedenste Beurteilung erfahren hat, so sei es gestattet, hier einige historische Notizen vorauszuschicken.

PETZVAL veröffentlichte in seinem „Bericht über die Ergebnisse einiger dioptrischer Untersuchungen" PESTH 1843, folgenden Satz:

Unter Voraussetzung eines planen, axensenkrechten Objectes ist der reciproke Wert des Krümmungshalbmessers R' des Bildes am Scheitel gleich der Summe der Producte aus den reciproken Werten der Brennweiten $1/f_k$ in die reciproken Werte der Brechungsexponenten $1/n_k$ der einzelnen Bestandlinsen.

Unter der Voraussetzung von m Linsen hat man also:

$$\frac{1}{R'} = \sum_{k=1}^{k=m} \frac{1}{n_k f_k}. \tag{1}$$

1) Vgl. auch L. HERMANN, Pflüger's Archiv 18. p. 443—455. 1878; 20. p. 370—387. 1879; 27. p. 291—319. 1882.

Dabei wird definirt

$$\frac{1}{f_k} = (n_k - 1)\left(\frac{1}{r_k} - \frac{1}{r_k'}\right), \tag{2}$$

wenn r_k und r_k' vorderer und hinterer Radius der k^{ten} Linse ist.

Da PETZVAL keinen Beweis für seinen Satz gab, so konnte es fraglich sein, ob das Theorem allgemeingültig ist, oder ob es sich nur auf ein System unendlich dünner, im Contact befindlicher Linsen bezog.

Zwanzig Jahre später als PETZVAL behandelte ZINKEN-SOMMER das Problem der Bildkrümmung.[1]) Ausgehend von der Brechung an einer Fläche machte er die Annahme, dass alle Axen der die Abbildung vermittelnden Bündel sowohl im Objectraum wie im Bildraum durch je einen bestimmten Punkt der optischen Axe gehen sollten; im Sinne der ABBE'schen Theorie der Strahlenbegrenzung würde man sagen, dass die Bündelaxen die Mittelpunkte der Ein- und Austrittspupille passiren müssen. Unter diesen Voraussetzungen zerfällt jedes als unendlich dünn angenommene Bündel in einen sagittalen und in einen meridionalen Teil; es giebt demnach zwei „astigmatische Rotationsbildflächen" und dementsprechend zwei Krümmungsradien am Scheitel.

Durch Summation über alle vorhandenen brechenden Flächen ergiebt sich die Differenz der reciproken Krümmungsradien im Bildraum und im Objectraum. Besonders elegant werden die Ausdrücke durch Einführung der optischen Invarianten.[2])

Sind für irgend eine beliebige brechende Fläche s und s' die axialen Schnittweiten des Bild- und Objectpunktes für Paraxialstrahlen, x und x' die analogen Grössen für die Kreuzungspunkte der Hauptaxen, so sind die entsprechenden Invarianten:

$$Q_s = n\left(\frac{1}{r} - \frac{1}{s}\right) = n'\left(\frac{1}{r} - \frac{1}{s'}\right), \tag{3}$$

$$Q_x = n\left(\frac{1}{r} - \frac{1}{x}\right) = n'\left(\frac{1}{r} - \frac{1}{x'}\right), \tag{4}$$

1) H. ZINKEN-SOMMER, Pogg. Ann. 122. p. 563. 1864 und ferner: Untersuchungen über die Dioptrik der Linsensysteme. Braunschweig 1870. p. 51.

2) Vgl. S. CZAPSKI, Theorie der optischen Instrumente nach ABBE. Breslau 1893.

wo r der Radius der in Frage kommenden Fläche und n und n' die Brechungsexponenten links und rechts von dieser Fläche sind. Sind nun R und R' Krümmungsradius des Objectes und des Bildes, n_1 und n_1' die Brechungsexponenten im ersten und letzten Medium, so werden die Formeln von ZINKEN-SOMMER:

a) für die sagittale Bildfläche

$$\frac{1}{n_1' R_s'} - \frac{1}{n_1 R} = A - B; \tag{5}$$

b) für die meridionale Bildfläche

$$\frac{1}{n_1' R_m'} - \frac{1}{n_1 R} = A - 3B, \tag{6}$$

wo

$$A = \sum \frac{1}{r} \cdot \left(\frac{1}{n'} - \frac{1}{n} \right), \tag{7}$$

$$B = \sum \left(\frac{Q_x}{Q_x - Q_s} \right)^2 \cdot \left(\frac{1}{n' s'} - \frac{1}{n s} \right) \tag{8}$$

ist.

Aus (5) und (6) lassen sich R_s' und R_m', die Scheitelkrümmungsradien der sagittalen und meridionalen astigmatischen Bildflächen, berechnen. Sollen diese Radien für ein ebenes Object ($R = \infty$) selbst unendlich werden, so muss man einzeln haben $A = 0$ und $B = 0$.

Der Ausdruck (7) für A ist aber, wie man sich durch eine leichte Transformation überzeugt, nichts weiter als der unter (1) angegebene PETZVAL'sche Satz; hiernach ist also zur Erzielung der Bildebenung die Petzvalbedingung für ein beliebiges System zwar notwendig, aber nicht hinreichend. Dies ist im wesentlichen die im Lehrbuch von CZAPSKI vertretene Ansicht, auf welche auch in MÜLLER-POUILLET's Lehrbuch der Physik, Bd. 2, p. 760 (neunte Auflage, bearbeitet unter Mitwirkung von Dr. OTTO LUMMER, 1897) hingewiesen wird. Noch radicaler urteilt ZINKEN-SOMMER, indem die Petzvalbedingung nach seiner Ansicht nur dann einen Sinn hätte, wenn sämtliche Kugelflächen des brechenden Systems einen gemeinsamen Mittelpunkt haben, durch welchen die Bündelaxen sämtlich hindurch gehen. Für diesen Fall werden in der That in Gleichung (4) die Grössen x und x' dem Radius r gleich, und zwar würde dies Verhalten für alle Flächen ein-

treten, sodass also $Q_a = 0$ für alle Brechungen statt hat. Demzufolge wäre dann auch $B = 0$ und man gelangte auf diese Weise zur Petzvalbedingung $A = 0$ zurück. Um die Verwirrung noch zu vergrössern, begleitet v. Rohr in dem Werke „Theorie und Geschichte des photographischen Objectivs", Berlin 1899, p. 268 das Petzval'sche Theorem mit der Anmerkung, dass es nur als Annäherung anzusehen sei, da es unter der Annahme unendlich dünner Linsen hergeleitet sei. Eine theoretisch gesicherte Stellung konnte auf diese Weise das Petzval'sche Theorem nicht erlangen; es wurde nur gestützt durch die Autorität Petzval selbst, der es als allgemeingültig bezeichnete. Allerdings wiesen verschiedene Optiker auf die praktische Bedeutung des Theorems hin, wie z. B. Dr. Hugo Schröder, und es ist auch mehrmals Gegenstand von Patentanmeldungen geworden, wie z. B. durch den englischen Optiker Taylor und in allerneuester Zeit durch Steinheil in München. In der That erfüllen fast alle modernen photographischen Objective mit anastigmatischer Bildwölbung die Petzvalbedingung sehr nahe, und in Verbindung mit der Bedingung für die Achromasie wird man durch sie bekanntlich auf ein Crownglas hingewiesen, dessen Brechungsexponent höher ist als der des compensirenden Flintglases. In der That findet dieses hochbrechende Crown, das zu Petzval's Zeit noch unbekannt war, jetzt fast in allen modernen Objectivconstructionen Verwendung.

Die verschiedenartige Beurteilung, welche unser Theorem in der Literatur erfahren, hängt offenbar damit zusammen, dass man es seit Zinken-Sommer in Zusammenhang bringen wollte mit der Annahme, dass die Axen der abbildenden Bündel durch vorgeschriebene Axenpunkte gehen sollen. Dies lag um so näher, als ja in der That, wie wir oben sahen, der analytische Ausdruck des Petzval'schen Satzes als Summand in jenen Formeln erschien. Thatsächlich aber ist das Petzval'sche Theorem ein ganz selbständiger Satz und kann volle Allgemeingültigkeit für ein beliebiges centrirtes System beanspruchen. Denkt man sich nämlich von einem axennahen Objectpunkt auf die erste Fläche eines centrirten Systems mit weiter Oeffnung unendlich viele Strahlen fallen, so werden diese nach der ersten Brechung eine Brennfläche mit einer

Spitze bilden, d. h. mit einem Punkte, in welchem die Strahlenvereinigung von einem höheren Grade ist wie in den übrigen Punkten der Fläche. Durch die Brechung dieses Strahlensystems an der zweiten Fläche werden sich zwar alle Maassbeziehungen ändern, aber die Eigentümlichkeit, eine Spitze zu bilden, wird erhalten bleiben. Auf diese Weise entsteht, selbst nach beliebig vielen Brechungen im Bildraum, eine kaustische Spitze, welche als auffangbares Bild des in Frage kommenden Objectpunktes angesehen werden muss. Vorausgesetzt ist hierbei natürlich, dass das System den nötigen Spielraum zur Bildung einer kaustischen Spitze gestattet und nicht durch zu kleine Blenden eingeengt ist. Wir denken uns als Object eine Rotationsfläche zur optischen Axe, die wir uns im Scheitel durch die Krümmungskugel mit dem Radius R ersetzt denken. Jeder Punkt dieser Kugel in der Axennähe giebt Veranlassung zur Bildung einer Spitze im Bildraum, und die analytische Behandlung des Problems ergiebt das Resultat, dass der Inbegriff dieser Spitzen im Bildraum wieder eine Kugel mit dem Radius R' ist, welcher bestimmt ist durch die Gleichung:

$$\frac{1}{n_1 R} - \frac{1}{n_1' R'} = \sum \frac{1}{r}\left(\frac{1}{n} - \frac{1}{n'}\right), \quad (9)$$

[1]

wo die Bedeutung der Grössen n, n', n_1, n_1' und r dieselbe ist, wie in den Formeln (3), (4), (5).

Durch eine leichte Transformation, wenn man noch $R = \infty$ setzt, geht (9) in das Petzval'sche Theorem [Gleichungen (1) und (2)] über.

Der Ausdruck

$$\sum \frac{1}{r}\left(\frac{1}{n} - \frac{1}{n'}\right) = 0$$

ist also die hinreichende und notwendige Bedingung dafür, dass ein ebenes Object wieder ein am Scheitel ebenes auffangbares Bild liefert, unter der Voraussetzung allerdings, dass keine (unendlich) engen Blenden den Bündelaxen einen Zwang auferlegen. Mit der Zinken-Sommer'schen Problemstellung hat dieser Satz direct gar keine Beziehung, denn hier ist eine punktweise Abbildung (mittels kaustischer Spitzen) bei freier

1) Ueber die analytische Entwickelung vgl. A. Gleichen, Lehrbuch der geometrischen Optik, p. 218 u. f. Leipzig 1902.

Oeffnung, dort die zwangsweise Passage durch (wenigstens theoretisch) unendlich enge Blendenöffnungen vorausgesetzt, wobei die Bilderzeugung mittels Strahlenvereinigungen geringer Grade unter astigmatischen Deformationen vor sich geht. Welcher von beiden Gesichtspunkten bei einem speciellen optischen Problem zu vertreten ist, ergiebt sich aus dem Zwecke, welchem das betreffende Instrument dienen soll. Bei weitgeöffneten Objectiven muss die PETZVAL'sche, bei photographischen Weitwinkeln und Ocularen z. B. die ZINKEN-SOMMER'sche Anschauung Platz greifen.

Wir wollen dies gegensätzliche Verhalten noch an dem einfachen Beispiele des Hohlspiegels näher ausführen. Die blosse Anschauung lässt hier erkennen, dass, wenn keine Blendung vorhanden ist, das Bild eines sehr entfernten ebenen Objectes sich auf einer Kugel vom Radius $r/2$ (Spiegelradius gleich r) befindet; dies entspricht der PETZVAL'schen Formel. Befindet sich nun im Abstande x' vom Spiegel auf der Axe die Pupille eines Auges, welches das reelle Bild betrachtet, so ist damit ein gezwungener Strahlengang geschaffen, indem die Augenpupille zugleich als Austrittspupille des Systems wirkt. Hier treten also die ZINKEN-SOMMER'schen Formeln in Kraft. Für die Reflexion hat man bekanntlich $n' = -n$ zu setzen und findet aus den Formeln (3) bis (8)

$$A = -\frac{2}{n\,r}, \quad Q_x = -n\left(\frac{1}{r} - \frac{1}{x'}\right), \quad Q_s = \frac{n}{r},$$

$$B = \left(\frac{x'-r}{2\,x'-r}\right)^2 \frac{2}{n\,.\,r}.$$

Demnach wird der Krümmungsradius R' des sagittalen Bildes bestimmt durch:

$$\frac{1}{R'} = \frac{2}{r} + \left(\frac{x'-r}{2\,x'-r}\right)^2 \frac{2}{r}$$

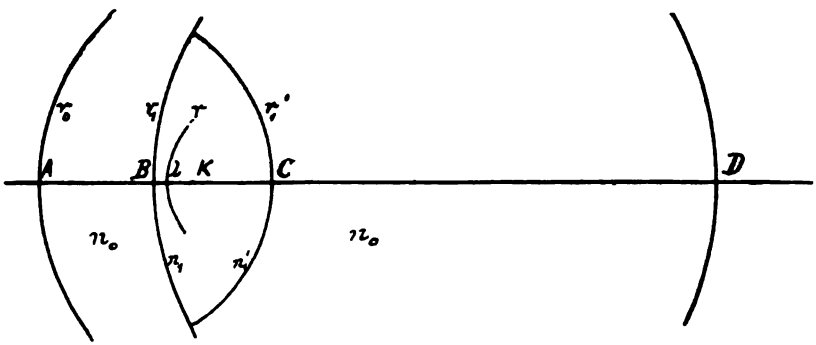
und der des meridionalen Bildes durch:

$$\frac{1}{R''} = \frac{2}{r} + 3\cdot\left(\frac{x'-r}{2\,x'-r}\right)^2 \frac{2}{r}.$$

Nach dem, was wir über die Bedeutung der PETZVAL'schen Formel klargestellt haben, gilt sie für alle Objective mit relativ grosser Oeffnung. Hierzu gehört auch das menschliche Auge. Bei einer hinteren Brennweite von ca. 20 mm beträgt die

Oeffnung bei normaler Tagesbeleuchtung ca. 5 mm, im Dunkeln sogar über 8 mm; es steht also mit den lichtstärksten photographischen Objectiven auf einer Stufe. Um nun die Scheitelkrümmung der Bilder auf der Netzhaut zu berechnen, sei in der schematischen Figur AD die optische Axe, der Kreis bei A stelle die Hornhaut, bei B die vordere, bei C die hintere Linsenfläche, bei D die Netzhaut dar. Die Abweichung des inneren Hornhautradius vom äusseren vernachlässigen wir, weil diese Abweichung zahlenmässig nicht genau bekannt und ihr Einfluss auf das von uns gesuchte Resultat jedenfalls unmerklich ist. Wir wählen folgende Bezeichnungen:

Vorderer Radius der Hornhaut r_0, Brechungsexponent der vorderen Augenkammer n_0, Radius der vorderen Linsenfläche r_1,



Brechungsexponent der vorderen Corticalschicht der Linse n_1, Brechungsexponent für die hintere Corticalschicht n_1', Radius der hinteren Linsenfläche r_1', Brechungsexponenten des Glaskörpers übereinstimmend mit dem Exponenten der vorderen Augenkammer n_0, Radius des Objectes im Scheitel R, Radius des Bildes im Scheitel R', Brechungsexponent der Luft gleich 1.

Von B an steigt der Brechungsexponent continuirlich bis zum Linsenkern K, um von da an bis C wieder herabzusinken. Setzen wir wie in der Figur die Strecken $BK = b$ und $CK = b'$ und ferner für einen beliebigen Punkt λ innerhalb der geschichteten Linse $\lambda K = y$, so ist nach dem Gesetz von Matthiessen der Brechungsexponent n im Punkte λ bestimmt durch

$$n = \alpha - \beta\left(\frac{y}{b}\right)^{\varepsilon}. \tag{10}$$

Habe ferner die brechende Linsenschicht in λ den Radius r, so folgt noch wegen der ähnlichen und homothetischen Lage der Linsenschichten

$$\frac{r}{r_1} = \frac{y}{b} . \tag{11}$$

Die Anwendung der PETZVAL'schen Gleichung (9) giebt nun sofort folgende Krümmungsanteile, indem man die dort gewählten Zeichen den hier vorliegenden Bezeichnungen sinngemäss anpasst:

I. Krümmungsanteil für die Hornhaut

$$M_1 = \frac{1}{r_0}\left(1 - \frac{1}{n_0}\right).$$

II. Krümmungsanteil für die vordere und hintere Corticalschicht

$$M_2 = \frac{1}{r_1}\left(\frac{1}{n_0} - \frac{1}{n_1}\right) + \frac{1}{r_1'}\left(\frac{1}{n_1'} - \frac{1}{n_0}\right).$$

III. Krümmungsanteil, bedingt durch die vordere geschichtete Linsenhälfte (von B bis K in der Figur). Die Lamellen mit dem Radius r in der vorderen Linsenhälfte, welche bei λ von der optischen Axe geschnitten wird, habe vor sich den Brechungsexponenten n, hinter sich $n + dn$, dann ist der durch sie erzeugte Krümmungsanteil

$$\frac{1}{r} \cdot \left(\frac{1}{n} - \frac{1}{n + dn}\right) = \frac{dn}{r n^2} \tag{12}$$

und der ganze von der vorderen Linsenhälfte gelieferte Beitrag

$$M = \int \frac{dn}{r \cdot n^2} . \tag{13}$$

Nach (10) und (11) ist nun, da α, β, r_1 Constanten sind,

$$\frac{dn}{r} = -\frac{2\beta}{r_1^2} \tag{14}$$

und man erhält, wenn man mittels (10) die Grösse n durch r ausdrückt, nach (13) und (14)

$$M = -\frac{2\beta}{r_1^2} \int_{r=r_1}^{r=0} \frac{dr}{\left[\alpha - \beta\left(\frac{r}{r_1}\right)^{\eta}\right]^{\varepsilon}}, \tag{15}$$

wo die Integration von $r = 0$ (Linsenkern) bis $r = r_1$ (vordere Corticalschicht) zu erstrecken ist.

Führt man in (15) die neue Integrationsvariable x ein nach der Gleichung $x = (r/r_1)$, so hat man das Integral von 0 bis 1 zu integriren und erhält:

$$M_3 = -\frac{2\beta}{r_1}\int_{x=1}^{x=0}\frac{dx}{(\alpha-\beta x^2)^2}. \tag{16}$$

IV. Ganz analoge Betrachtungen gelten für die hintere Linsenhälfte; in dem Gesetz für die Zunahme der Brechungsindices haben die Grössen α und β dieselben Werte wie für die vordere Linsenfläche, nur geht für eine beliebige Lamelle hier der Brechungsindex $n + dn$ voran, während der Brechungsindex n folgt, wodurch das Integral $\int dn/r n^2$ sein Vorzeichen wechselt. Man erhält also als Krümmungsanteil analog wie in (16)

$$M_4 = \frac{2\beta}{r_1'}\int_{x=1}^{x=0}\frac{dx}{(\alpha-\beta x^2)^2}. \tag{17}$$

Medium des Objectraumes ist die Luft mit dem Brechungsexponenten 1, das Medium des Bildraumes der Glaskörper mit dem Brechungsexponenten n_0. Zufolge der Petzval'schen Formel liefert also die Summe der Grösse $M_1 \ldots M_4$ den Ausdruck:

$$\frac{1}{R} - \frac{1}{n_0 R'} = \sum M. \tag{18}$$

Berücksichtigt man ferner:

$$\int_{x=1}^{x=0}\frac{dx}{(\alpha-\beta x^2)^2} = \frac{1}{2\alpha\beta}\cdot\left[\frac{\beta}{\beta-\alpha} - \tfrac{1}{2}\sqrt{\frac{\beta}{\alpha}}\,\text{lognat}\left(\frac{\sqrt{\alpha}+\sqrt{\beta}}{\sqrt{\alpha}-\sqrt{\beta}}\right)\right],$$

so wird

$$\begin{cases}\dfrac{1}{R} - \dfrac{1}{n_0 R'} = \dfrac{1}{r_0}\left(1-\dfrac{1}{n_0}\right) + \dfrac{1}{r_1}\left(\dfrac{1}{n_0}-\dfrac{1}{n_1}\right) + \dfrac{1}{r_1'}\cdot\left(\dfrac{1}{n_1'}-\dfrac{1}{n_0}\right) \\ \quad + \left(\dfrac{1}{r_1'}-\dfrac{1}{r_1}\right)\dfrac{1}{\alpha}\left[\dfrac{\beta}{\beta-\alpha} - \tfrac{1}{2}\sqrt{\dfrac{\beta}{\alpha}}\,\text{lognat}\left(\dfrac{\sqrt{\alpha}+\sqrt{\beta}}{\sqrt{\alpha}-\sqrt{\beta}}\right)\right].\end{cases} \tag{19}$$

Zufolge des Gesetzes von Mattiessen muss man $n_1 = n_1'$ setzen. Bezeichnet man ferner:

$$\frac{1}{\alpha}\left[\frac{\alpha}{\beta-\alpha} - \tfrac{1}{2}\sqrt{\frac{\beta}{\alpha}}\,\text{lognat}\left(\frac{\sqrt{\alpha}+\sqrt{\beta}}{\sqrt{\alpha}-\sqrt{\beta}}\right)\right] = K, \tag{20}$$

so hängt K nur von den Grössen α und β, d. h. von den Brechungsexponenten ab, ist also in Hinsicht auf die Krümmungsradien als constant zu betrachten.

Diesen Bemerkungen zufolge kann man (19) schreiben:

$$(21)\quad \frac{1}{R} - \frac{1}{n_0 R'} = \frac{1}{r_0}\left(1 - \frac{1}{n_0}\right) + \left(\frac{1}{r_1'} - \frac{1}{r_1}\right)\left(\frac{1}{n_1} - \frac{1}{n_0} + K\right).$$

In Bezug auf die Constanten α und β sei noch bemerkt, dass α der Brechungsindex des Linsenkernes und β die Differenz der Brechungsexponenten des Kernes und der äussersten Corticalschicht ist.

Nach Matthiessen kann man nun als Mittel aus vielen Messungen setzen:

$$\alpha = 1{,}4100, \qquad n_0 = 1{,}3350,$$
$$\beta = 0{,}0350, \qquad n_1 = n_1' = 1{,}3750.$$

Berechnet man K unter dieser Annahme, so findet man aus (21), wenn man noch $r_0 = 7{,}8$ mm setzt:

$$(22)\quad \frac{1}{R} - \frac{1}{n_0 R'} = 0{,}03217 + \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_1'}\right) 0{,}0576.$$

Da r_1 und r_1' mit den Accommodationszuständen des Auges sich ändern, so erkennt man, dass ein Object vom Krümmungsradius R verschieden gekrümmte Bilder liefert, je nachdem das Auge ferne oder nahe Gegenstände fixirt.

Wir schliessen uns hier den von Helmholtz und Matthiessen[1]) festgelegten Daten an. Hiernach ist für das fernsehende Auge $r_1 = 10$ mm, $r_1' = -6$ mm, für das nahe sehende, sehr stark accommodirte Auge $r_1 = 5$ mm, $r_1' = -5$ mm. Dann ergiebt Gleichung (22) für das Fernsehen:

$$\frac{1}{R} - \frac{1}{1{,}335\, R'} = 0{,}0475$$

und für das Nahesehen:

$$\frac{1}{R} - \frac{1}{1{,}335\, R'} = 0{,}0576.$$

1) Vgl. die Arbeit von Matthiessen in Cap. X des Handbuchs der gesammten Augenheilkunde von Graefe und Saemisch p. 461 (Nagel, Die Anomalien der Refraction etc.).

Setzt man also ein ebenes Object voraus ($R = \infty$), so wird der Krümmungsradius des Bildes auf der Netzhaut für das Fernsehen

$$R' = -15{,}7 \text{ mm},$$

für das Nahesehen

$$R' = -13{,}0 \text{ mm}.$$

Auf eine Bildebenung ist also im Auge principiell verzichtet, offenbar schmiegt sich vielmehr das Bild der Netzhaut an, wobei allerdings die Radiendifferenz von 2,7 mm für das Sehen in die Ferne und Nähe auffallend erscheint. Auch die sogenannte Orthoskopie ist nicht vorhanden; das Bild ist dem Object nicht ähnlich, geraden Linien im Objectraum entsprechen vielmehr Kreise im Bildraum. Bemerkt sei indessen, dass der Vorgang der Accommodation durchaus noch nicht vollständig klargelegt ist. Nach NAGEL (l. c. p. 472) findet bei der Accommodation eine Druckvermehrung im hinteren Bulbusabschnitt und eine Druckherabsetzung im vorderen Bulbusabschnitt statt. Es ist nicht ausgeschlossen, dass infolge dessen bei der grossen Elasticität der das Auge umgebenden Häute die Hornhaut ein wenig flacher, die Netzhaut ein wenig stärker gekrümmt würde. Beide Umstände würden in demselben Sinne günstig wirken, dass das stärker gekrümmte Bild beim Nahesehen sich der Netzhaut wieder anschmiegt, wenn es beim Fernsehen mit dieser dieselbe Krümmung gehabt hat.

Ueber die Erzeugung von Nachfarben durch Röntgenstrahlen;
von Guido Holzknecht.

(Vorgelegt von Hrn. E. Goldstein in der Sitzung vom 24. Januar 1902.)

(Vgl. oben S. 3.)

In einer Reihe von Arbeiten hat Hr. E. Goldstein[1]) Färbungen beschrieben, welche gewisse Salze nach der Einwirkung von Kathodenstrahlen zeigen. Diese Nachfarben entstehen entweder an Salzen von gewöhnlicher Temperatur ohne oder mit voraufgehendem Glühen derselben, wie die braungelbe Farbe des Chlornatriums, die violette des Chlorkaliums (Nachfarben erster Classe); oder an während der Bestrahlung stark erhitzten Substanzen, wie die gelbgrüne Farbe des Lithiumchlorid oder das Heliotrop des Kaliumcarbonat (Nachfarben zweiter Classe). Alle Nachfarben werden durch Licht[2]) und Hitze zum Verschwinden gebracht, und zwar sind besonders die der ersten Classe meist stark lichtempfindlich. Die Frage, ob die Farbenveränderung von einer chemischen Umwandlung (Subchloride, Subbromide etc.) herrührt, oder ob bloss eine physikalische Allotropie vorliegt, ist bisher nicht entschieden worden. Goldstein hat weiter gezeigt, dass nicht die Kathodenstrahlen allein die Fähigkeit besitzen, diese Nachfarben zu erzeugen, sondern dass die Färbungen schon durch den Entladungsstrang bei ziemlich hohen Gasdichten, z. B. bei 50 mm Druck, wo noch keine Kathodenstrahlen entstehen, ferner durch das geschichtete, positive Licht, endlich durch ultraviolettes Licht erzeugt werden können. Schliesslich hat Goldstein die Angabe von Giesel bestätigt und erweitert, dass die besprochenen Nachfarben auch durch die Becquerelstrahlen erzeugt werden.

1) E. Goldstein, Sitzungsber. d. k. Akad. d. Wissensch. zu Berlin p. 937. 1894; p. 1017. 1895; p. 222. 1901.

2) Es genügen hierzu die sichtbaren Strahlen.

Diese GOLDSTEIN'schen Nachfarben werden nun, wie ich durch Versuche, die ich in der Röntgen-Abteilung des Wiener Sanatoriums von Dr. A. LOEW ausgeführt habe, ermitteln konnte, auch durch Röntgenstrahlen hervorgerufen, eine Thatsache, welche bisher mehrfach, so von BÜTTNER und MÜLLER (Lehrbuch p. 81) in Abrede gestellt wurde.

Setzt man solche Salze intensiven und stark absorbierbaren, also wenig penetrirenden Röntgenstrahlen aus[1]), so nehmen sie, das eine früher, das andere später, mehr oder minder intensive Färbungen an und zwar die gleichen, welche GOLDSTEIN als Nachfarben nach der Bestrahlung mit Kathodenstrahlen und den übrigen genannten Strahlungen beschrieben hat. Die grosse Empfindlichkeit der so erzeugten Färbungen für Tageslicht, welches sie zerstört, trifft bei den durch Röntgenstrahlen erzeugten Färbungen ebenfalls zu. Ebenso die Thatsache, dass das durch die färbende Strahlung hervorgerufene Fluorescenzlicht mit zunehmender Färbung abnimmt.

Meine bisherigen Untersuchungen beschränken sich im wesentlichen auf Salze der Alkalimetalle, und ich führe beispielsweise an:

Kochsalz erhält nach relativ kurzer Bestrahlung ($^1/_4$ Stunde bei mittelintensivem und mittelstark absorbirbarem[2]) Licht und bei einer Distanz zwischen Focus der Röhre und Oberfläche des Salzes von 20 cm) eine deutliche chamoisgelbe Färbung, welche sich bei Lampenlicht nicht merklich verändert, bei intensivem, zerstreutem Tageslicht in einigen Minuten verschwindet. Bei längerer Bestrahlung nimmt die Farbe an Sättigung zu.

Chlorkalium färbt sich schon bei einer geringeren Menge absorbirter Strahlung (10 Minuten unter obigen Bedingungen) schön heliotrop bis hellviolett. Die Färbung verschwindet schon bei Lampenlicht in einiger Zeit, weshalb die Bestrahlung des Salzes in lichtdichtem Gefäss vorgenommen werden muss. Bei der Bogenlampe oder in Tageslicht ist das Salz in wenigen Secunden wieder farblos. (Die Nachfarbe

1) Die Technik ist sehr einfach. Die Salze werden unter die Röhre, möglichst nahe ihrem Focus, gebracht.

2) In der Wahl nicht genügend absorbirbaren Lichtes liegt wohl die Erklärung für die bisherigen Misserfolge.

zeigt also auch hier die von GOLDSTEIN hervorgehobene hohe Empfindlichkeit für Tageslicht.) Phosphorescenzlicht blau, mit der Färbung an Intensität abnehmend.

Bromkalium: Nachfarbe blaugrün, entsteht etwas später als die des Chlorkalium, ist sehr lichtempfindlich wie diese.

Von den drei genannten Salzen zeigen zwei (Bromkalium und Chlornatrium) ein einige Zeit nach beendeter Bestrahlung anhaltendes Leuchten in der dem Fluorescenzlicht gleichen Farbe, während Chlorkalium nicht nachleuchtet.

Da die Kathodenstrahlen höchtens wenige Hundertstel Millimeter tief in die Substanzen eindringen, treten auch die Nachfarben nur auf den Oberflächen der Krystalle auf. Die Röntgenstrahlen färben dagegen die aufgehäuften Salzmengen (z. B. in einer Eprouvette bei Bestrahlung von oben) durch die ganze Masse hindurch, am stärksten an der Eintrittsfläche, und zwar desto gleichmässiger, je penetrationsfähigeres Licht (höheres Röhrenvacuum) gewählt wird. Ebenso konnte man sich durch Zertrümmerung eines grossen gefärbten Krystalles überzeugen, dass die Färbung auch das Innere betrifft.

Conform seiner gut fundirten Hypothese[1]), dass die Kathodenstrahlen beim Anprallen auf feste Körper an der Treffstelle ultraviolettes Licht erregen, und dass diesem alle die Absorptionserscheinungen der Kathodenstrahlen zuzuschreiben sind, hat GOLDSTEIN es als nicht unrationell bezeichnet, die hier angedeutete Auffassung auf die Röntgenstrahlen auszudehnen.

Darnach kämen nur zwei Eigenschaften, die Diffundirbarkeit und die mehr oder minder grosse Penetrationskraft (abhängig vom Widerstand der Röhre und wirkend nach Maassgabe des Atomgewichtes und der Dicke der bestrahlten Materie) den Röntgenstrahlen selbst zu, während alle anderen, die sich auf die Absorption beziehen, durch ultraviolettes Licht von sehr geringer Wellenlänge zu erklären wären, welches dort entstünde, wo Röntgenstrahlen absorbirt werden.

Thatsächlich gleichen sich die Absorptionserscheinungen des Ultraviolett und der Röntgenstrahlen in hohem Grade. Die

---

1) E. GOLDSTEIN, Sitzungsber. d. k. Akad. d. Wissensch. zu Wien 80. p. 151. 1879, und später.

photographische Platte zu afficiren, Phosphorescenzlicht zu erregen, Gase leitend zu machen, biologische Wirkungen zu erzeugen sind beiden zukommende Eigenschaften, denen ich eben eine weitere hinzuzufügen in der Lage war: Die Fähigkeit auch der Röntgenstrahlen, die GOLDSTEIN'schen Nachfarben zu erzeugen; eine neue Stütze und zugleich ein Beweis für die Fruchtbarkeit der GOLDSTEIN'schen Hypothese.

Es soll jedoch nicht unberücksichtigt bleiben, dass es eine Eigenschaft der Röntgenwirkung, speciell der biologischen giebt, die mit der GOLDSTEIN'schen Auffassung im Widerspruch zu stehen scheint: Die Latenzzeit der Hautreaktion.

Wir wissen, dass sowohl die Röntgendermatitis als auch Eczema solare, sowie die durch Ultraviolett bedingte Reaction nicht sofort nach der Bestrahlung auftritt.

Diese Latenzzeit des ultravioletten Lichtes und der Röntgenstrahlen, welche bis zum Entstehen einer ungefähr gleich intensiven Entzündung der normalen Haut verstreichen, zeigen eine auffallend grosse Differenz (einige Stunden respective 14 Tage).

Doch ist es mir wahrscheinlich, dass die Röntgenstrahlen welche das supponirte ultraviolette Licht in grössere (empfindlichere) Tiefen der Haut bringen, schon bei geringerer absorbirter Menge gleich intensive Reactionen zu erzeugen vermögen, wie grössere Mengen oberflächlich absorbirten Ultravioletts, aber entsprechend der geringen Menge, einem biologischen Gesetz zufolge, eine längere Latenz haben müssen.[1]) Damit wäre der genannte Einwand gegen die GOLDSTEIN'sche Hypothese beseitigt.

1) Ich bespreche diesen Gegenstand eingehender in dem Artikel: Die photochemischen Grundlagen der Röntgographie. Fortschr. a. d. Geb. d. Röntgenstr., Bd. V, im Druck.

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.

Jahrg. 4. Nr. 3.

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft.

Sitzung vom 7. Februar 1902.

Vorsitzender: Hr. E. Warburg.

Hr. **F. Neesen** trägt vor eine

Bemerkung zu einem Aufsatz von Hrn. Kahlbaum über Quecksilberluftpumpen.

Hr. **F. Kurlbaum** berichtet ferner

über Temperatur und selective Emission leuchtender Flammen.

An der Discussion beteiligten sich die Herren E. Pringsheim, O. Lummer, P. Heitchen, M. Thiesen.

Hr. E. Warburg legt endlich eine Arbeit von Hrn. **W. Müller-Erzbach** betreffend

neue Beobachtungen über den Adsorptionsvorgang

vor.

Bemerkung zu einem Aufsatz von Hrn. Kahlbaum über Quecksilberluftpumpen; von F. Neesen.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 7. Februar 1902.)

(Vgl. oben S. 29.)

In seinem Aufsatz „Glossen zu der selbstthätigen Quecksilberluftpumpe“ [1]) hat KAHLBAUM Angaben gemacht über den Wirkungsgrad der von ihm angegebenen Pumpen im Vergleich zu anderen Anordnungen, die mich aus zwei Gründen zu Bemerkungen veranlassen. Zunächst wird es für diejenigen, welche mit Quecksilberluftpumpen zu arbeiten haben, von Interesse sein zu erfahren, ob die Ergebnisse Anderer mit denen von KAHLBAUM übereinstimmen; sodann muss ich ein principielles Bedenken über die von letzterem angewandte Druckmessung, welche ja auch sonst benutzt wird, zur Erwägung stellen.

Diese Druckmessung, welche von MC LEOD, BESSEL-HAGEN und Anderen eingeführt ist, besteht bekanntlich darin, dass in einem Volumometer, als welches bei den Kolbenpumpen der Stiefelbehälter der Pumpe — fernerhin kurz mit Stiefel bezeichnet — benutzt werden kann, durch Einlassen von Quecksilber das noch vorhandene Gas verdichtet und dass aus dem sich dann zeigenden Gasdruck und der bekannten Volumenverminderung der vorher vorhandene Druck berechnet wird. Diese Methode giebt nun, wenn man zunächst von etwaiger Verdichtung des Gases an den Wänden des Gefässes beim Zusammendrücken absieht, wohl den Druck im Volumometer, aber durchaus noch nicht in den übrigen Teilen des luftleer zu machenden Raumes; denn es geht bei geringen Drucken

1) G. W. A. KAHLBAUM, Ann. d. Phys. (4) 6. p. 590ff. 1901.

die Diffusion durch die Verbindungsteile sehr langsam vor sich, so dass der Druck in einem zwischen Pumpenstiefel und Recipient eingeschalteten Volumometer sehr klein ausfallen kann, während derselbe in dem weiter von der Pumpe entfernten Recipienten verhältnismässig viel grösser ist. KAHLBAUM bestätigt selbst diesen Einwand durch den Vergleich der Angaben zweier Volumometermessungen, bei denen einmal ein enges, das andere Mal ein weites Rohrstück zwischen Pumpe und Volumometer eingeschaltet war.

Einen weiteren Beweis liefert der von mir schon früher[1]) hervorgehobene Umstand, dass im Stiefel der Kolbenluftpumpe sehr bald das Quecksilber ohne die geringste Luftblase gegen das Abschlussquecksilber in der oberen Capillare anschlägt, während sich im Recipienten noch merkliche Luftmengen zeigen.

Erst wenn das Volumometer hinter den Recipienten angeordnet ist, wie das bei meinen früheren Vergleichsversuchen der Fall war, kann man sagen, dass die im Recipienten erreichte Verdünnung mindestens gleich der durch den Druckmessapparat angegebenen ist.

Daher ist der von KAHLBAUM gezogene Vergleich, wonach eine seiner Pumpen 30 Minuten zur Erreichung eines Verdünnungsgrades gebrauchte, welchen eine von mir benutzte nicht einmal in 17 Stunden erreichte, ganz inhaltlos. Bei meinen Versuchen befand sich eben der Druckmesser hinter dem Recipienten. In der Pumpe selbst war schon nach 15—20 Minuten überhaupt keine Blase zu sehen.

Von den weiteren Schlüssen KAHLBAUM's kann der erste Satz auf p. 592 zu falschen Vorstellungen führen. Es steht dort, dass nach meinen Beobachtungen unter acht Concurrirenden in drei von vier Fällen von der KAHLBAUM'schen Pumpe die besten Ergebnisse geliefert wären. Die Sache stellt sich aber folgendermaassen. Bei einer Versuchsreihe diente als Recipient eine kleine Röhre (97 ccm), bei einer zweiten Versuchsreihe eine erheblich grössere (607 ccm). In jeder Reihe sind die Zeiten gemessen, welche zur Erreichung

1) F. NEESEN, Zeitschr. f. Instrumentenk. 15. p. 273. 1895.

bestimmter Verdünnungen nötig waren; somit ergeben sich für jede Pumpe vier Ablesungen. Das sind die vier Fälle, welche KAHLBAUM nennt. In der ersten Versuchsreihe zeigte sich nun in der That die KAHLBAUM'sche Pumpe den anderen überlegen. In der zweiten wurde dagegen diese Pumpe von vier anderen und zwar bedeutend überholt. Für grössere Räume wirkt sie also schlechter als die vier anderen. Allerdings ist bei einer der Ablesungen der zweiten Reihe für eine in Berlin gebaute Pumpe der KAHLBAUM'schen Art eine Ziffer (6') eingesetzt, welche diese Pumpe unverhältnismässig besser als alle anderen erscheinen lässt. Der Vergleich mit den Angaben für die kleineren Recipienten zeigt aber direct, dass es sich hierbei um einen Druckfehler handeln muss; die gleichzeitige Veröffentlichung in diesen Verhandlungen klärt auch dahin auf, dass an Stelle der Zahl 6 die in der benachbarten Columne stehende Zahl 35 stehen muss. Die Verdünnung, wo *X*-Strahlen erscheinen, war mit dieser Pumpe bei dem grossen Recipienten überhaupt in absehbaren Zeiten nicht zu erreichen.

Die von meinen Erfahrungen abweichenden Angaben KAHLBAUM's, dass der von ihm construirten Pumpe durchweg eine überaus grosse Ueberlegenheit allen anderen Constructionen gegenüber zukommt, veranlassten mich zu einer neuen Versuchsreihe, wozu sich eine besondere Gelegenheit durch das bereitwillige Entgegenkommen von Hrn. BURGER, Glastechnisches Institut hier, bot. Es wurde mir zunächst eine kräftige Vorpumpe in Gestalt einer Oelpumpe zur Verfügung gestellt. Für die KAHLBAUM'sche Pumpe besonders ist eine kräftige Vorpumpe günstig.

Ferner konnte ich drei verschiedene Arten von Kolbenpumpen, die von BURGER angefertigt waren, benutzen. Von der physikalisch technischen Reichsanstalt erhielt ich zu diesen Versuchen die derselben gehörige KAHLBAUM'sche Pumpe geliehen. Gern hätte ich die bei den früheren Versuchen benutzte Tropfenpumpe von NIEHLS noch einmal mit der KAHLBAUM'schen verglichen; indessen war es mir nicht möglich, dieselbe, welche inzwischen verkauft ist, zu erlangen.

Als Recipient diente eine grosse etwa 1,3 Liter enthaltene Röntgenröhre. Zum Anzeigen der erreichten Luftverdünnung

benutzte ich folgende ziemlich scharf zu bestimmende Lichterscheinungen:

1. Bedeckung der ganzen Kathode einschliesslich Stiel mit blauem Licht.
2. Diffuswerden des blauen Lichtes.
3. Vollständige Ausbildung einer schmalen Brücke positiven Lichtes um das negative Licht herum.
4. Erscheinen des grünen Phosphorescenzlichtes auf der Glasoberfläche.
5. Auftreten der *X*-Strahlen.
6. Röhre als Röntgenröhre fertig, wobei Folgendes zu beachten ist:

   In diesem Zustande war die Lichterscheinung derart, dass nach Ansicht des erfahrenen Glasbläsers die Röhre zum Abschmelzen geeignet war. Ob sie sich dann dauernd gehalten hätte, habe ich nicht untersucht. Es kam ja nur auf Vergleichsversuche an. Eine Verengung in der Zuleitung zum Abschmelzen war nicht vorhanden.

Während des Versuches wurde die Röhre dauernd erhitzt. Von den Pumpen ist Nr. I die KAHLBAUM'sche; mit derselben war vor dem Versuche wiederholt der Recipient ausgepumpt worden; dann hatte die Pumpe noch 14 Tage geschlossen gestanden, sodass die Phosphorsäure des Trockengefässes Zeit hatte, sie völlig auszutrocknen. Dem eigentlichen Versuche ging wieder ein Vorversuch vorher.

Nr. II eine Kolbenpumpe von BURGER mit zwei Stiefeln und mit der Hahneinrichtung, wie dieselbe von mir angegeben ist.[1]) Das Quecksilber fliesst indessen nicht wie bei meinen Pumpen von oben in den Stiefel, sondern von unten, sodass die Verbindung zwischen Recipient und Stiefel erst hergestellt wird, wenn der Stiefel ganz entleert ist. Die beiden Stiefel sollten eigentlich abwechselnd arbeiten, doch wird dieses nicht ganz erreicht. Jeder der Stiefel enthält etwa 1 Liter. Die Pumpe ist gleichzeitig mit zwei anderen seit Jahr und Tag ununterbrochen in Betrieb.

---

1) F. NEESEN, Zeitschr. für Instrumentenk. **19.** p. 147. 1899; **20.** p. 205. 1900.

Nr. III ist eine einfache Kolbenpumpe mit Zufluss des Quecksilbers nach meiner Angabe von oben, sodass also die Verbindung zwischen Recipient und Stiefel während der ganzen Zeit der Entleerung der letzteren offen ist. Hahneinrichtung wie vorher. Inhalt des Stiefels etwa 1,3 Liter.

Nr. IV ist eine Doppelkolbenpumpe neuer Anordnung, bei welcher durch besondere Steuerung bewirkt wird, dass stets der eine Stiefel sich entleert, während der andere sich füllt. Da auch hier das Quecksilber von oben einfliesst, so wirkt diese Pumpe continuirlich, wie die Tropfen- oder KAHLBAUM'sche Pumpe.

Art der Pumpe	Zeit bis zum Erreichen des Zustandes in Minuten					
	1	2	3	4	5	6
Nr. I . .	7	9,5	12	16	17	20
„ II . .	3,7	5	7,5	11,2	15	17
„ III . .	3,5	5	7	9,2	11,5	12,5
„ IV . .	3,5	4,5	6	7,2	9,5	10,5

In Bezug auf das Verhalten der KAHLBAUM'schen Pumpe Nr. I zu den anderen sprechen die Zahlen für sich; sie schliessen sich meinen früheren an, aus denen ebenfalls hervorging, dass bei grösseren Recipienten Pumpe Nr. I weniger gut wirkt, wie die Kolbenpumpen. Dieser Nachteil wird auch nicht durch eine grössere Einfachheit und Bequemlichkeit im Gebrauch oder geringere Kosten ausgeglichen.

Die obigen Zahlen zeigen beim Vergleich von Nr. II und Nr. III den wesentlichen Vorzug, welchen die Anordnung hat, bei welcher der Stiefel während der ganzen Dauer seiner Entleerung mit dem Recipienten in Verbindung steht. Schliesslich zeigt Pumpe Nr. IV der Pumpe Nr. III gegenüber den Vorteil, welchen das continuirliche Saugen besitzt. Man muss noch berücksichtigen, dass bei Pumpe Nr. IV der Rauminhalt der beiden Stiefel zusammen nur etwas mehr wie die Hälfte des Stiefels der Pumpe Nr. III beträgt.

Diese Unterschiede treten, wie es sein muss, erst bei höheren Verdünnungsgraden besonders hervor.

Neue Beobachtungen über den Adsorptionsvorgang;

von W. Müller-Erzbach.

(Vorgelegt von Hrn. E. Warburg in der Sitzung vom 7. Februar 1902.)
(Vgl. oben S. 29.)

Aeltere Versuche über die Adsorption von Dämpfen des Wassers und des Schwefelkohlenstoffs[1]) habe ich in veränderter Anordnung so fortgesetzt, dass die verdunstenden Flüssigkeiten durch ihre Temperatur oder durch chemische Anziehung andauernd bei geringerer Dampfspannung gehalten wurden, als sie durch die an der Stelle der sich vollziehenden Adsorption herrschende Temperatur bedingt war. In eine mit einem eingeriebenen Stöpsel gut verschliessbare Standflasche war ein oben offener Glascylinder eingesetzt und unten befestigt. Das untere Drittel vom Zwischenraum zwischen dem Glascylinder und der Flaschenwand wurde zur Regulirung des Feuchtigkeitsdruckes mit entsprechend verdünnter Schwefelsäure gefüllt. Sollte der Dampf von Schwefelkohlenstoff neben dem des Wassers zur Verwendung kommen, so wurde flüssiger Schwefelkohlenstoff in den untersten Teil des Glascylinders gebracht und die Standflasche dann regelmässig in einen mit Wasser gefüllten flachen Teller gestellt, so dass der Schwefelkohlenstoff in ihrem unteren Teile durch die Verdunstung des aussen befindlichen Wassers andauernd 1,1° bis 1,4° kälter war als die obere Hälfte des Glascylinders, in welche ein Probirglas mit den adsorbirenden Körpern (Thonerde oder

1) W. Müller-Erzbach, Verhandl. d. Physik. Gesellsch. zu Berlin. 4. p. 8. 1885.

Eisenoxyd) eingestellt war. So wurde die Ablagerung von abgekühlten Dämpfen des Wassers und des Schwefelkohlenstoffs an die Adsorptionskörper durch deren etwas höhere Temperatur vermieden, Cohäsionswirkungen waren ganz ausgeschlossen und die Adsorption vollzog sich gleichmässig und constant.

Aus einem recht umfangreichen Beobachtungsmaterial ergaben sich folgende Resultate:

Die Aufnahme der Dämpfe erfolgt anfangs sehr lebhaft, aber die Beendigung der Adsorption erfordert für manche Dämpfe auffallend lange Zeit, für 0,302 g Thonerde und Wasserdampf in einem weiten Probirglase mehr als 27 Tage. Man möchte annehmen, dass sich langsam eine moleculare Veränderung des abgelagerten Dampfes vollzieht, aber es war nicht zu entscheiden.

Thonerde, welche 24,8 Proc. Schwefelkohlenstoff adsorbirt hatte und in 17 Tagen zwischen 15° und 17° keine Gewichtszunahme mehr zeigte, nahm bei andauernder Abkühlung auf $6^1/_2{}^0$ bis $7^1/_2{}^0$ in Zeit von zwei Tagen noch weitere 13 Proc. Schwefelkohlenstoff auf, die sie sechs Tage lang bei der gleichen Temperatur festhielt und nachher durch Erwärmen auf 16° wieder verlor.

Aus trockener Luft wird der Schwefelkohlenstoff ungleich leichter aufgenommen als aus feuchter Luft.

Adsorbirter Schwefelkohlenstoff wird in feuchter, aber mit Schwefelkohlenstoff gesättigter Luft durch Wasserdampf verdrängt.

Je kleinere Mengen von adsorbirtem Wasser die Thonerde enthält, desto mehr Schwefelkohlenstoff kann sie aufnehmen. Wenn man im trockeneren Raume Wasser wegnimmt, so nimmt die Menge des Schwefelkohlenstoffs zu, und ebenso umgekehrt. Man kann die mit Wasserdampf nicht völlig gesättigte Thonerde beliebig oft mit einer für dieselbe Sättigung und dieselbe Versuchsdauer unveränderlichen Menge von Schwefelkohlenstoff beladen und letzteren durch Verdunsten wieder entfernen. Nur ein ganz kleiner Teil des von der Thonerde bei völliger Sättigung zuletzt aufgenommenen Wassers haftet

weniger fest und verschwindet leicht mit verdunstendem Schwefelkohlenstoff. Von dieser geringen Menge abgesehen ist der übrige Wasserdampf mit der Thonerde so fest vereinigt, dass beide wie ein einheitlicher Körper, etwa wie reine Thonerde, die durch Glühen an Adsorptionskraft verloren hat, den Schwefelkohlenstoff an ihrer Oberfläche niederschlagen.

Der adsorbirte Schwefelkohlenstoff wird von der Thonerde wie vom Eisenoxyd jedenfalls zum grössten Theil an der Oberfläche abgelagert und kann durch Hineinwerfen der durch die Adsorption entstandenen Körper in Wasser wie durch Aufgiessen von Wasser in flüssiger Form abgeschieden werden.

Wie der Wasserdampf die Hülle des der Thonerde aufliegenden und als fest oder wenigstens als flüssig anzusehenden Schwefelkohlenstoffs durchdringt und ihn nachher wegdrängt, so sollte man erwarten, dass auch umgekehrt Schwefelkohlenstoff durch adsorbirten Wasserdampf hindurch sich an der Thonerde festsetzen könnte. Davon ist aber nichts zu bemerken. Die mit Wasser vollbedeckte Thonerde nimmt gar keinen oder nur sehr wenig Schwefelkohlenstoff auf, bei geringerer Menge von aufgenommenem Wasser wird zwar Schwefelkohlenstoff adsorbirt, aber er verflüchtigt sich sehr leicht und reisst in keinem Falle adsorbirtes Wasser mit sich fort, wie es durch eine vorhandene Zwischenlagerung bedingt würde. Es muss also der feste oder flüssige Schwefelkohlenstoff auf dem im gleichen Zustande befindlichen Wasser liegen, und ebenso muss man sich die verschiedenen Mengen desselben Dampfes durch die Adsorption übereinander geschichtet denken. Dann erklärt sich auch die beim Verdunsten der adsorbirten Dämpfe beobachtete stetige Abnahme des Dampfdruckes[1]) auf einfache Weise. Der an einer bestimmten Grenze erfolgende Abschluss der Adsorption wird durch die Annahme der durch die grössere Entfernung der Schichten bedingten Abnahme der Anziehungsenergie zwischen dem Dampfe und der Thonerde ebenfalls verständlich. Es ist aber dabei unmöglich

1) W. Müller-Erzbach, Sitzungsber. d. k. Akad. d. Wissensch. zu Wien 98. (2a), p. 327. 1889.

an den älteren Werten für den Radius der Wirkungssphäre bei den Molecularkräften festzuhalten, da die Dicke der abgelagerten Schichten[1]) jenen Radius mehr als 30 mal übertrifft. Die Wirkungsweite ist ausserdem allem Anschein nach für verschiedene Körper ganz ungleich und daher hat die Frage nach ihrer absoluten Grösse nur geringere Bedeutung.

1) W. Müller-Erzbach, Verhandl. d. Physik. Gesellsch. zu Berlin. 4. p. 13. 1885.

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.

Jahrg. 4. Nr. 4.

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft.

Sitzung vom 21. Februar 1902.

Vorsitzender: Hr. E. Warburg.

Der Vorsitzende gedenkt des Verlustes, den die Gesellschaft durch den Tod des am 1. Februar in der Nähe von Amsterdam bei einer Ballonfahrt verunglückten

Hauptmann v. Sigsfeld,

sowie durch das am 15. Februar erfolgte Ableben ihres auswärtigen Mitgliedes

Dr. J. Pernet,

Professor am eidgenössischen Polytechnikum in Zürich,

erlitten hat.

Zu ehrendem Gedächtnis der Hingeschiedenen erheben sich die Anwesenden von ihren Sitzen.

Hr. **F. F. Martens** demonstrirt einen Vorlesungsversuch über sphärische Aberration, sowie die Erzeugung von Fresnel'schen Interferenzstreifen mittels eines rechtwinkligen Prismas.

Hr. **O. Lummer** trägt sodann vor eine

Hypothese über den Vorgang bei der Totalreflexion.

(Der Vortrag erscheint im nächsten Hefte.)

Als Mitglieder werden in die Gesellschaft aufgenommen:

Hr. Prof. Dr. E. Cohn in Strassburg.

(Vorgeschlagen durch Hrn. M. Planck.)

Hr. Dr. E. Langbein in Charlottenburg.

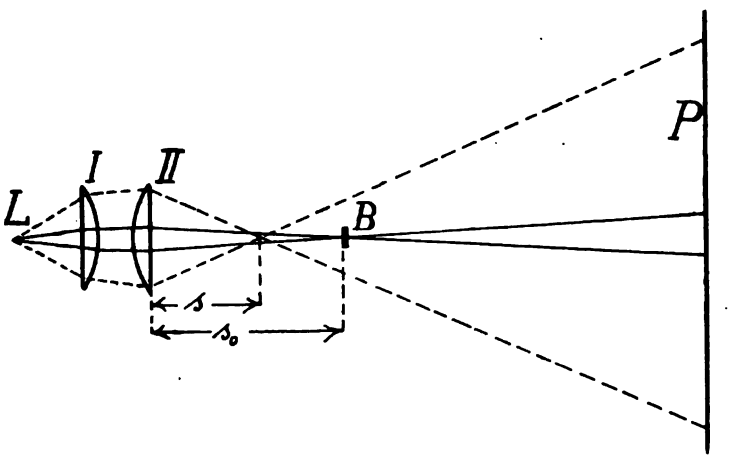
(Vorgeschlagen durch Hrn. L. Grunmach.)

Ein Vorlesungsversuch über sphärische Aberration;
von F. F. Martens.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 21. Februar 1902.)

(Vgl. oben S. 39.)

Einfache Sammellinsen entwerfen bekanntlich von einem leuchtenden Punkt ein mit sphärischer Aberration behaftetes Bild. Diese Erscheinung kann man gut an einem Projectionsapparat demonstriren, dessen Condensor nur aus zwei einfachen Linsen (I und II in nachstehender Figur) besteht.



Von dem Lichtbogen L entsteht nämlich kein scharfes Bild, sondern die Schnittweite s_0 der sogenannten Nullstrahlen ist beträchtlich grösser als die Schnittweite s_m der Mittelstrahlen und die Schnittweite s_r der Randstrahlen. Auf dem einige Meter entfernten Projectionsschirm P entsteht ein grosser heller Kreis, dessen Mitte von Nullstrahlen, dessen Rand von Randstrahlen beleuchtet ist.

Bringt man nun eine Blendscheibe B von etwa 8 mm Durchmesser (in der Figur der Deutlichkeit halber viel zu

gross gezeichnet) an den Schnittpunkt der Nullstrahlen, so erscheint in der Mitte des Schirmes ein dunkler Fleck. Ist die Blende an einem Draht befestigt, und bewegt man diesen mit Hülfe einer kleinen optischen Bank auf das System zu, so verwandelt sich der dunkle Fleck in einen dunklen Ring. dessen Durchmesser grösser und grösser wird und den Rand des Lichtkreises erreicht, wenn die Blende im Schnittpunkt der Randstrahlen angekommen ist.

Bei den Condensorsystemen, die aus drei Linsen zusammengesetzt sind, ist die sphärische Aberration so gering, dass der Versuch nicht ohne weiteres gelingt; man kann die Aberration aber leicht absichtlich vergrössern, indem man die dritte (dem Schirm zugewendete) Linse einkehrt.

Berlin, Physikalisches Institut, Januar 1902.

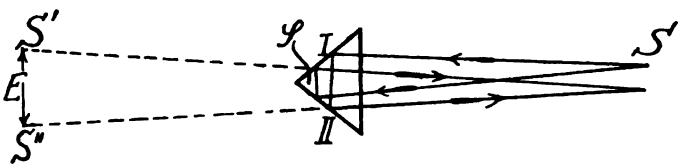
Erzeugung von Fresnel'schen Interferenzstreifen mittels eines rechtwinkligen Prismas; von *F. F. Martens.*

(Vorgetragen in der Sitzung vom 21. Februar 1902.)

(Vgl. oben S. 89.)

1. Im Jahre 1890 hat MICHELSON[1]) eine neue Modification des FRESNEL'schen Spiegelversuchs angegeben; die Strahlen einer sehr entfernten Bogenlampe werden zweimal reflectirt an zwei Spiegeln I und II, die einen etwas kleineren Winkel, also 90° miteinander bilden.

2. Verfasser hat vor mehreren Jahren, als Mitarbeiter der optischen Werkstätte FRANZ SCHMIDT & HAENSCH in



Berlin, auf ähnliche, doch technisch einfachere Weise die FRESNEL'schen Interferenzstreifen erzeugt. Von dem horizontalen Spalt S (vgl. Figur) gehen zwei Lichtbündel aus, von denen das eine erst an der Kathetenfläche I, dann an der Kathetenfläche II, das andere erst an der Fläche II, dann an der Fläche I totalreflectirt wird.

Ist n der Brechungsindex des Prismas, $\varphi = 90° - \alpha$ der in Betracht kommende Prismenwinkel, L der Abstand des Spaltes vom Prisma, so kommen die zweimal reflectirten Strahlen von zwei virtuellen Spaltbildern S' und S'', deren Abstand

$$E = 4\alpha n L \quad \text{ist.}$$

Beobachtet man die Interferenzerscheinung in der Entfernung l vom Prisma, so ist der Abstand zweier dunkler Streifen bei Anwendung von Licht der Wellenlänge λ

$$b = \frac{\lambda}{4\alpha n}\left(1 + \frac{l}{L}\right).$$

1) A. A. MICHELSON, Sill. Americ. Journ. (3) 39. p. 216—218. 1890; refer. Zeitschr. f. Instrumentenk. 11. p. 142. 1891.

3. Zweckmässig beobachtet man die Interferenzerscheinung mit einer Lupe und stellt letztere neben dem beleuchteten Spalt auf; dann ist $L = l$. Ist der Prismenwinkel $S = 90^0 - 1'$, so ist für rotes, vom Kupferüberfangglas gut durchgelassenes Licht die Streifenbreite

$$b = 0{,}75 \text{ mm}.$$

Die Zahl der Streifen nimmt zu, die Helligkeit ab mit Vergrösserung des Abstandes vom Prisma, während die Streifenbreite constant bleibt.

Damit die Streifen scharf erscheinen, darf die Spaltbreite nur einen Bruchteil von b betragen; auch die Spaltlänge darf nicht zu gross, nicht grösser als etwa 1 cm, gewählt werden.

4. Die Abweichung des Prismenwinkels von 90^0 kann man auch ohne ein grosses Spectrometer in folgender Weise genau bestimmen.

Stellt man ein Vmal vergrösserndes horizontales Fernrohr I mit beleuchtetem Fadenkreuz ungefähr senkrecht zur Hypotenusenfläche, während die Prismenkanten senkrecht stehen, so erblickt man zwei gespiegelte verticale Fäden, deren scheinbarer Winkelabstand gleich $4\,\alpha n\,V$ ist. Stellt man nun ein kleines Spectrometer etwa mit 1'-Ablesung so auf, dass die Drehungsaxe unter dem Ocularkreis des Fernrohres I liegt, so kann man das Spectrometerfernrohr II durch Drehung um den Winkel β nacheinander auf die beiden gespiegelten Fäden einstellen. Dann ist

$$\alpha = \frac{\beta}{4\,n\,V}.$$

Bei einem Versuche ergab sich das wahre Gesichtsfeld von Fernrohr I $2u = 50'42''$, das scheinbare $2u' = 28°36'$. Demnach ist die Vergrösserung $V = \operatorname{tg} u / \operatorname{tg} u' = 34{,}56$. β wurde zu $8^0\,48'$ bestimmt; hieraus berechnet sich, wenn $n = 1{,}50$ angenommen wird,

$$\alpha = 2'\,32''.$$

Berlin, Physikalisches Institut, Januar 1902.

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.

Jahrg. 4. Nr. 5.

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft.

Sitzung vom 7. März 1902.

Vorsitzender: Hr. W. v. Bezold.

Hr. **G. Quincke** trägt vor
über Oberflächenspannung und flüssige Niederschläge.

Hr. **E. Hagen** spricht ferner über
die Absorption ultravioletter, sichtbarer und ultraroter Strahlen in dünnen Metallschichten
(nach gemeinsam mit Hrn. **H. Rubens** ausgeführten Versuchen).

Hr. **E. Goldstein** legt dann eine Abhandlung vor
über die erste Schicht des Kathodenlichtes inducirter Entladungen.

Hr. H. Starke legt endlich eine Mitteilung von Hrn. **G. W. A. Kahlbaum**
Erwiderung an Hrn. F. Neesen
vor.

Als Mitglieder werden in die Gesellschaft aufgenommen:

Hr. Dr. A. Gradenwitz, Berlin SO., Michaelkirchplatz 13.
(Vorgeschlagen durch Hrn. Starke.)

Hr. Prof. Dr. E. Simon, Göttingen.
(Vorgeschlagen durch Hrn. Lummer.)

Hr. Dr. K. Stelzner, Schöneberg, Coburgerstr. 13.
(Vorgeschlagen durch Hrn. Denizot.)

Ueber Oberflächenspannung und flüssige Niederschläge; von G. Quincke.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 7. März 1902.)

(Vgl. oben S. 45.)

Flüssige Niederschläge. Entstehen bei der Einwirkung wässeriger Lösungen 1 und 2 von zwei Metallsalzen chemische Verbindungen, welche in Wasser unlöslich sind, so bildet sich ein Niederschlag. Dieser Niederschlag wird zu seiner Entstehung und Abscheidung eine gewisse Zeit brauchen und kann ferner flüssig bleiben, ehe er erstarrt.

Die Niederschläge bilden dann, so lange sie flüssig sind, eine ölartige klebrige Flüssigkeit *A* in Wasser oder wässeriger Salzlösung *B* mit einer Oberflächenspannung an der gemeinsamen Grenze von *A* und *B*.

Geringe Mengen dieser chemischen Verbindung sind in der umgebenden Flüssigkeit löslich. Die Abscheidung erfolgt erst, nachdem eine übersättigte Lösung des Niederschlages entstanden ist. Die Bildung einer geringen Menge des flüssigen oder festen Niederschlages leitet dann durch Contactwirkung die Abscheidung der ganzen Menge der vorhandenen chemischen Verbindung als ölartige Flüssigkeit *A* oder als feste Substanz ein.

Im allgemeinen erfolgt also die Bildung des ölartigen Niederschlages in kurzen Zwischenräumen, oder periodisch.

Häufig genügt die Zeit, während welcher der Niederschlag flüssig ist, ihm eine besondere Gestalt zu geben unter dem Einfluss der Oberflächenspannung an der Grenzfläche von flüssigem Niederschlag und umgebender Füssigkeit. Umgekehrt kann man aus dieser Gestalt auf Entstehungszeit und Grenzflächenspannung an der Oberfläche des flüssigen Niederschlages schliessen.

Scheidet sich der Niederschlag an der Oberfläche eines Flüssigkeitsstrahles ab, so bildet er einen cylindrischen Schlauch, der infolge der Oberflächenspannung Anschwellungen und

Einschnürungen bildet, und dann in kugelförmige Blasen zerfällt.

Scheidet sich der ölartige Niederschlag auf einer Cylinderfläche periodisch in verschiedener Dicke ab und die Dicke ist kleiner als die doppelte Wirkungsweite der Molecularkräfte — $^1/_{10000}$ mm oder $^1/_5$ Lichtwelle — so wird er nach den Stellen grösserer Dicke oder grösserer Oberflächenspannung hingezogen, und an diesen Stellen kürzer oder concav. Dadurch entstehen dann schraubenförmige Schläuche mit runden Kuppen am Ende.

Dünne feste Membranen haben eine Oberflächenspannung und das Bestreben, eine möglichst kleine Oberfläche anzunehmen. Da aber die Teilchen parallel der Oberfläche schwer verschiebbar sind, so bilden diese Membranen keine Blasen, sondern rollen sich zu Cylinderflächen zusammen.

Die dünnen Niederschläge an der Grenze zweier Flüssigkeiten verhalten sich ähnlich wie eine feste Membran, um so ähnlicher, je klebriger die ölartige Flüssigkeit ist, aus der sie bestehen.

Eine dünne Haut ölartiger sehr klebriger Flüssigkeit rollt sich wie ein Papierblatt zu einem Cylinder- oder Kegelmantel zusammen und bildet dabei wellenförmige Falten.

Die chemischen Niederschläge scheiden sich alle als flüssige chemische Verbindungen ab, in kurzen Zwischenzeiten oder periodisch, und erstarren erst später nach Secunden, Stunden oder mehreren Monaten.

Der Niederschlag blieb flüssig bei Lösungen

von Ferrocyankalium			von Natriumsilicat	
mit $FeCl_3$	$NiCl_2$	1—2 Sec.	mit $FeCl_3$	0,3—0,5 Sec.
„ $CoCl_2$	—	15 „	„ $MnCl_2$	15—20 „
„ $CuSO_4$	—	1—30 „	„ $CuSO_4$	30 „
von Calciumchlorid			„ $CoCl_2$	120 „
mit kohlensauren Alkalien			„ ClH	Monate
0,1 Sec. bis einige Stunden.				

Bei dem Erstarren giebt der flüssige Niederschlag Wasser, vielleicht auch kleine Mengen der Membran bildenden Salze an die Umgebung ab, da er dabei undurchsichtig und specifisch schwerer wird.

Während des flüssigen Zustandes bildet der Niederschlag infolge der Oberflächenspannung an der Grenze mit der um-

gebenden Flüssigkeit Blasen oder Schaumzellen. Die durch die Oberflächenspannung geforderte Gleichgewichtslage nimmt der flüssige Niederschlag wegen seiner Viscosität nur allmählich an. Er kann erstarren, ehe er den Gleichgewichtszustand erreicht hat.

Je nachdem sich frisch gebildete flüssige Schaumwände an ältere flüssige, an schon festgewordene oder an noch im Erstarren begriffene Schaumwände ansetzen, kann der Randwinkel, unter dem sie gegen die älteren Schaumwände geneigt sind, 120°, 90° oder ein Winkel zwischen 120° und 90° sein. Alle diese Winkel kommen vor. Röhrenförmige Zellen mit normalen Querwänden sind besonders häufig. Ein Beweis, dass neue flüssige Querwände sich an schon erstarrte röhrenförmige Wände angesetzt haben.

Bei dünnen Schaumwänden mit einer Dicke, die kleiner ist als die doppelte Wirkungsweite der Molecularkräfte, ist die Oberflächenspannung kleiner, und dann können auch die Winkel von 120° verschieden sein.

Kommt später die dünne Haut aus flüssigem oder festem Niederschlag wieder mit übersättigter Lösung der chemischen Verbindung in Berührung, so wird aus letzterer wieder durch Contactwirkung flüssiger oder fester Niederschlag abgeschieden, und die dünne Haut verdickt, wie man an den Wänden der Schaumzellen zuweilen wahrnehmen kann.

Sehr kleine Mengen fremder Substanz, auch von Farbstoffen, ändern die Viscosität des flüssigen Niederschlages, die Erstarrungsgeschwindigkeit und die Anordnung des Netzwerkes von Schaumwänden, welche die erstarrte Niederschlagmembran bilden.

Die festen Niederschlagmembranen oder Zellwände wachsen nicht durch Intussusception. So lange eine Zellwand flüssig ist, kann sie sich ausdehnen und wird nicht brechen oder reissen, wenn der Zellinhalt durch zuströmende Flüssigkeit oder mit Diffusion eindringendes Wasser sein Volumen vergrössert. Dagegen kann die erstarrte Zellwand brechen oder reissen, und durch die Risse können Lösungen von Salzen, Zucker etc. hindurchgehen.

Zusammengepresste offene Schaumzellen mit dünnen erstarrten und gebrochenen Wänden werden unter besonderen

Umständen wie ein Ventil wirken können. Dann kann sich an der Oberfläche dieser festen Wände noch Salz- oder Zuckerlösung in unmerklich dünnen Schichten bewegen und mit „Diffusion längs der festen Wand" zu Wasser oder zu anderer Flüssigkeit hinwandern.

Es ist aber nicht abzusehen, wie eine solche feste Niederschlagmembran aus Ferrocyankupfer oder Berliner Blau eine „halbdurchlässige Membran" bilden kann, die dem Wasser allein oder auch nur vorzugsweise den Durchgang gestattet und das Salz oder den Zucker zurückhält. Ich bestreite, dass eine halbdurchlässige Membran existirt. Damit fällt aber auch der osmotische Druck, dessen Theorie die Existenz einer halbdurchlässigen Membran voraussetzt.

Sphärokrystalle. Durch Einwirkung der Lösungen von kohlensauren Alkalien und Calcium-Chlorid oder Nitrat oder Bicarbonat entsteht ein flüssiger ölartiger Niederschlag, der an der Grenze mit der umgebenden Flüssigkeit eine Oberflächenspannung besitzt, und 1—3 Secunden, einige Stunden oder mehr flüssig bleiben kann, ehe er erstarrt. Dieser flüssige Niederschlag bildet beim Erstarren Krystalle von Kalkspat (Rhomboëder) oder amorphem kohlensauren Kalk (Kreide). Durch Einwirkung der umgebenden Flüssigkeit entstehen in dem flüssigen Niederschlag — wie bei den flüssigen Niederschlägen mit Ferrocyankalium oder Alkalisilicat — Blasen, zusammenhängende Schaumwände oder Schaumzellen, die durch Wasseraufnahme aufquellen oder (z. B. beim Erstarren) durch Wasserabgabe sich zusammenziehen können.

Unter der weiteren Einwirkung der Kalksalze zerfallen die Schaumwände und Zellen in viele kleine Oelkugeln oder Oelblasen mit und ohne Kalkspatrhomboëder im Innern, auf denen sich die Kalksalzlösung periodisch ausbreitet, dieselben zu grösseren Massen vereinigt und gegen die Glaswand treibt, wo sie mit der flüssigen Oberfläche festkleben.

Die Aeste der Vegetationen, welche feste kohlensaure Alkalien in Kalksalzlösungen erzeugen, neigen sich dem Lichte zu, zeigen positiven Heliotropismus. Die in der Flüssigkeit schwebenden Oelkugeln, Blasen und Flocken, die mit flüssigem Calciumcarbonat bekleidet sind, wandern auf das Licht zu, zeigen positive Photodromie. Die Ursache beider Erscheinungen,

des Heliotropismus und der positiven Photodromie, ist wahrscheinlich die Verminderung der Viscosität des ölartigen Niederschlages von Calciumcarbonat durch die Belichtung.

Ausserdem bilden sich aus diesem ölartigen Niederschlag Linsen oder Sphärokrystalle.

Die Sphärokrystalle bestehen aus radial angeordneten Schläuchen mit Querwänden oder radial aneinander gereihten kugelförmigen Blasen, in welche die radialen Schläuche zerfallen sind. Schläuche, Schlauchkammern und Blasen haben Wände von ölartiger Flüssigkeit, sind mit wässeriger Flüssigkeit gefüllt, können sichtbar oder sehr klein und unsichtbar sein. Die Schläuche und Blasen der Sphärokrystalle quellen auf, indem Wasser durch die ölartigen Wände in das Innere diffundirt, und zerfallen, indem die Zusammensetzung der ölartigen Wände sich ändert, in einzelne Blasen. Je nach dem Zug oder Druck, der beim Aufquellen der Blasen und Schaumzellen auf die sehr klebrige ölartige oder nur teilweise festgewordene Wand ausgeübt wird, und je nach Form und Anordnung der Schaumzellen im Sphärokrystall ist die Doppelbrechung der aus Schaumzellen bestehenden Linse verschieden, kann der Sphärokrystall zwischen gekreuzten NICOL'schen Prismen mit einer Gipsplatte von einer Wellenlänge Gangunterschied positive und negative Doppelbrechung zeigen, oder complicirte Polarisationscurven.

Der Inhalt der Schaumkammern und Blasen oder die ölartigen Wände derselben können sich später, vielleicht unter Abgabe von Wasser, in doppeltbrechende Krystallmassen verwandeln, die dann für jede einzelne Schaumkammer oder Blase anders orientirt sein können.

Der Sphärokrystall entspricht in Entstehung, Bau und Eigenschaften den von VIRCHOW entdeckten Myelinformen der Oelschäume aus wässerigen Lösungen ölsaurer Alkalien. Wahrscheinlich entstehen, wie eine einzelne Myelinform, auch die runden Hügel an der zuerst glatten Oberfläche der Linsen aus ölartigem Niederschlag von Kalksalz durch geringe Mengen einer Flüssigkeit *C*, die sich in regelmässiger Verteilung auf der Linsenoberfläche bildet, ausbreitet, die ölartige Flüssigkeit nach dem Ausbreitungscentrum hinzieht und dadurch gleichzeitig radial angeordnete Schaumzellen bildet.

Ausserdem scheidet sich der ölartige Niederschlag bei der Einwirkung der alkalischen Flüssigkeit auf das Kalksalz in kurzen Zwischenräumen oder periodisch ab. Bei dem Vordringen der einen Salzlösung zu der anderen bilden sich bald grössere, bald kleinere Schaumzellen, oder bald mehr, bald weniger kugelförmige Blasen, die in Zonen parallel der Peripherie der ursprünglich glatten Kugel- oder Linsenfläche verteilt sind.

Die hier an Kalklösungen beobachteten Erscheinungen müssen auch bei dem Aufbau des Kalkgerüstes der Tiere und Pflanzen der organischen Natur auftreten, wenn aus Eiweiss unter dem Einfluss der Luft kohlensaures Ammoniak entsteht und auf verdünnte Auflösungen von Kalksalzen oder Calciumbicarbonat einwirkt.

Uebrigens lassen sich mit Soda und Calciumnitrat oder -chlorid, ohne jede Spur einer organischen Substanz, Formen erhalten, die den Abbildungen von Bathybius oder Coccolithen ausserordentlich ähnlich sind.

Oberflächenspannung an der Grenze von Aether und Alkohol mit Wasser und wässerigen Salzlösungen. Die Oberflächenspannung der gemeinsamen Grenze von Aether und Wasser beträgt an einer frischen Grenzfläche 1,25 mg/mm und nimmt mit der Zeit ab, in drei Stunden um 33 Proc., indem das Wasser Aether und Aether Wasser aufnimmt.

Die Oberflächenspannung an der Grenze von Alkohol und Wasser ist sehr klein, nimmt mit der Berührungszeit beider Flüssigkeiten ab, bedingt die Wellen- und Schraubenlinien eines dünnen Wasserstrahls, der langsam in Alkohol einfliesst, und wird sehr bald Null.

Wässerige Salzlösungen (von Kupfersulfat, Mangansulfat, Ammoniumsulfat, Natriumsulfat, Magnesiumsulfat, Zinksulfat, Alaun, Salmiak) haben an der Grenze mit Alkohol eine Oberflächenspannung, deren Grösse 0,3 mg/mm oder kleiner ist, und mit der Concentration der Salzlösung und des Alkohols abnimmt.

Unter dem Einfluss dieser Grenzflächenspannung bilden die aus wässerigen Salzlösungen bei Zusatz von Alkohol in kurzen Zwischenräumen abgeschiedenen wasserreichen und alkoholreichen Salzlösungen zahlreiche Tropfen und Blasen, in denen wieder einzelne oder aneinander hängende Blasen

(Schaumzellen) aus alkoholreicher oder wasserreicher Salzlösung verteilt sind. Dabei bilden sich zuerst Röhren parallel dem Umfang und parallel dem Radius der Tropfen in regelmässiger Verteilung, die dann später durch Grenzflächenspannung Anschwellungen und Einschnürungen bekommen, oder in einzelne kugelförmige Blasen zerfallen.

Diese Blasen können Wasser aufnehmen und aufquellen, oder Wasser abgeben an den umgebenden Alkohol und kleiner werden, oder zu Krystallmassen erstarren. An den mehr oder weniger deformirten Krystallmassen ist noch die ursprüngliche Gestalt der flüssigen Blasen und Schaumzellen zu erkennen, aus denen sie entstanden sind.

Ein Krystall kann bei seinem Entstehen die übersättigte Salzlösung im Innern einer Nachbarblase durch Contact zum Krystallisiren bringen, die dann zu gleich orientirten Krystallen erstarrt. Eine Reihe Blasen kann auf diese Weise, eine nach der anderen, in feste Krystalle übergehen. Die aus den einzelnen Blasen erstarrten Krystallmassen können aneinander hängende oder voneinander getrennte gleich orientirte Krystallmassen bilden.

Wasser und wässerige Lösungen von Salz und Alkohol breiten sich an der Grenze von Salzlösung und Alkohol mit grösserer Concentration aus, erregen Ausbreitungswirbel, wirbeln die in der Flüssigkeit schwebenden Tropfen, Blasen oder aus ihnen abgeschiedenen Krystalle herum oder führen sie nach der wässerigen Salzlösung hin oder vereinigen sie zu grösseren Tropfen oder Blasen, oder sammeln sie an bestimmten Stellen an.

Die grossen, kleinen oder unsichtbaren Schaumkammern mit flüssigen oder von festen Krystallen durchsetzten oder aus festen Krystallen bestehenden Wände können gleich oder verschieden orientirte Krystallmassen in ihrem Innern oder in den kleinen Zellen der Schaumwände enthalten.

Die Schaummassen eines Salzes mit Wasser und Alkohol bilden Sphärokrystalle mit dunklem Kreuz, mit und ohne dunkle Ringe, mit positiver, negativer oder indifferenter Doppelbrechung, wie die Sphärokrystalle aus Calciumcarbonat, oder Myelinformen, wie die Myelinformen der Oelsäureschäume oder wie Stärkekörner.

Bei einem Teil der Sphärokrystalle rührt die Doppelbrechung her von den in den Schaumwänden verteilten festen Krystallen.

Die optische Doppelbrechung mit positivem oder negativem Charakter bei demselben Salze, zum Teil bei demselben Sphärokrystall, weist darauf hin, dass ein Teil der Schaumwände aus fester amorpher Substanz oder sehr klebriger Flüssigkeit besteht, die durch Zug- oder Druckkräfte beim Aufquellen und Eingehen (Schrumpfen) der Schaumzellen gedehnt oder comprimirt und dadurch doppeltbrechend geworden sind.

Krystallbildung. Die Krystallskelette oder Tannenbäume entstehen aus ölartiger Flüssigkeit *A* und wässeriger Flüssigkeit *B* mit Grenzflächenspannung an der gemeinsamen Grenze, indem die Flüssigkeit *A* hohle Röhren, Blasen und Schaumzellen in der Flüssigkeit *B* bildet. An die erstarrten und von strömender Flüssigkeit durchbrochenen Röhrenwände des Hauptstammes und der Seitenäste setzen sich die neuen, noch flüssigen Wände der Seitenäste oder Tannennadeln normal an. Bei schief angesetzten Seitenästen und Tannennadeln müssen die Wände aus ölartiger Flüssigkeit verschiedene Oberflächenspannung gehabt haben oder erstarrt sein, ehe die durch die Grenzflächenspannung bedingte Gleichgewichtslage erreicht war.

Gekrümmte oder schraubenförmige Krystalle sind aus Röhren oder Schaumzellen mit flüssigen Wänden von ölartiger Flüssigkeit entstanden. Die Wände oder der Inhalt der Röhren und Schaumzellen ist später zu Krystallen erstarrt, an denen sich noch die etwas geänderte Gestalt der Flüssigkeit erkennen lässt, aus der sie entstanden sind.

Trichiten bestehen aus Büscheln haarförmiger Krystallnadeln, hohlen Röhren mit Schaumzellen in den Wänden. Aehnlich wie bei den Sphärokrystallen scheiden sich aus einer Kugel oder Linse ölartiger Flüssigkeit, vielleicht durch Aufnahme kleiner Mengen fremder Substanz, Röhren, Blasen oder Schaumzellen periodisch ab, parallel dem Umfang oder parallel dem Radius der Linse in regelmässiger Verteilung. Die Nadeln wachsen, indem sich an die Spitze der Nadel neue Substanz ansetzt.

Ein Salz bildet mit Wasser eine kleine Menge salzreicher Lösung *A* und eine grosse Menge salzarmer Lösung *B* mit

merklicher Oberflächenspannung an der gemeinsamen Grenze, ähnlich wie ein Colloid.

Die Krystalle entstehen aus einer Gallerte oder aus unsichtbaren Schaumzellen mit ursprünglich flüssigen Wänden von ölartiger salzreicher Flüssigkeit *A*, gefüllt mit salzarmer Flüssigkeit *B*, welche beide später unter Wasserabgabe erstarren.

Es ist wahrscheinlich, dass kleine Mengen fremder Substanz die Bildung und Neigungswinkel der Schaumwände aus ölartiger salzreicher Flüssigkeit *A* und die Form der Schaumzellen wesentlich beeinflussen.

Die Krystalle von Eiweiss und Oxyhämoglobin stehen in der Mitte zwischen Sphärokrystallen, Myelinformen oder Trichiten und den eigentlichen Krystallen.

Die Absorption ultravioletter, sichtbarer und ultraroter Strahlen in dünnen Metallschichten;

von E. Hagen und H. Rubens.

(Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.)

(Vorgetragen in der Sitzung vom 7. März 1902.)

(Vgl. oben S. 45.)

Directe Messungen der Absorption von Strahlen in dünnen Metallschichten liegen bisher nur in geringer Zahl vor. Der Grund hierfür ist zweifellos in der Schwierigkeit zu suchen, welche die Bestimmung sehr geringer Schichtdicken und die Eliminirung des durch Reflexion bedingten Lichtverlustes bietet. Von den hier in Betracht kommenden Untersuchungen ist in erster Linie Hrn. W. Wernicke's [1]) vortreffliche Arbeit zu nennen, welche die Absorption der sichtbaren Strahlen im metallischen Silber behandelt. Ausser ihm haben die Herren W. Rathenau [2]) und W. Wien [3]) ähnliche Versuche an Ag, Au, Pt, Fe, Ni angestellt. Indess scheinen Hrn. Rathenau's Versuche mit zu geringen Schichtdicken, bei denen das Reflexionsvermögen noch nicht constant ist, angestellt worden zu sein. Die von Hrn. Wien erhaltenen Absorptionswerte hinwiederum sind aus dem Grunde nicht mit den Ergebnissen anderer Beobachter und der Berechnung vergleichbar, weil hinsichtlich der benutzten Wellenlänge

---

1) W. Wernicke, Pogg. Ann. Ergänzungsband 8. p. 65. 1876.

2) W. Rathenau, Inaug.-Diss. 1889.

3) W. Wien, Wied. Ann. 35. p. 48. 1888.

— er stellte seine Versuche mit einer leuchtenden und einer nichtleuchtenden BUNSEN'schen Flamme an — sowie auch wohl hinsichtlich der verwendeten Schichtdicken Zweifel bestehen.

Unsere hier vorliegende Untersuchung unterscheidet sich von den vorstehenden im wesentlichen dadurch, dass sie sich ausser auf das sichtbare auch auf das ultraviolette und ultrarote Spectrum erstreckt. Sie betrifft die Metalle Gold, Silber, Platin und das Wellenlängengebiet 0,22—2,5 μ. Die angewendete Versuchsanordnung geht aus der schematischen Zeichnung auf p. 168 des vorigen Jahrganges dieser Verhandlungen hervor, wenn man sich den Teil der Figur links von F fortgenommen, bei c den Krater einer Bogenlampe hingebracht und die zu untersuchende Metallschicht in den Strahlengang zwischen F und J eingeschaltet denkt. Die Beobachtung erfolgte alsdann abwechselnd bei eingeschalteter und nicht eingeschalteter Metallschicht unter Benutzung des von uns früher beschriebenen, mit drei Fenstern versehenen Schirmes[1]), dessen oberstes durch eine rote, das zweite durch eine farblose Glasplatte und das unterste durch eine Quarzplatte bedeckt ist. Bei Versuchen mit Wellenlängen unterhalb 1 μ wurde ein mit Wasser gefüllter Quarztrog eingeschaltet. Die Messung der Strahlungsintensität mittels der im Beobachtungsrohr des Spectrometers angebrachten Thermosäule und die Beseitigung des Einflusses der diffusen Strahlung längerer Wellenlängen geschah, wie in unserer Arbeit über das Reflexionsvermögen der Metalle für ultraviolette Strahlen angegeben.

Wie dort, so bestanden auch hier alle Linsen aus achromatischen Quarz-Flussspatsystemen und das Prisma des Spectrometers aus Quarz. Die zu untersuchenden dünnen Metallschichten waren auf Quarzplatten niedergeschlagen. Beim Gold und Platin geschah letzteres durch Kathodenzerstäubung, beim Silber ausserdem auch auf chemischem

---

1) Vgl. E. HAGEN. und H. Rubens, Verhandl. d. Deutschen Physik. Gesellsch. 3. p. 170. 1901.

Wege. Um endlich beim Gold noch auf andere Weise hergestelltes Material zu benutzen, wurde Goldschaum (echtes Blattgold) verwendet.

Für die Versuche wurden stets nahezu senkrechte Incidenzen und nur solche Schichtdicken verwendet, für die das Reflexionsvermögen bereits seinen oberen Grenzwert erreicht hat. Hierdurch war es möglich, aus Beobachtungen, welche mit derartigen, aber verschieden dicken Schichten angestellt waren, durch die Intensitätsmessung der auffallenden und durchgelassenen Strahlen nach Eliminirung des von der Reflexion herrührenden Lichtverlustes einerseits die Absorptionsconstanten a, andererseits die Extinctionscoefficienten g abzuleiten. Wir verstehen dabei unter der „Absorptionsconstante" den reciproken Wert derjenigen Weglänge, gemessen in μ, welche erforderlich ist, um den eindringenden Strahl auf $^1/_{10}$ seiner ursprünglichen Intensität zu schwächen. Bezeichnet also d die Dicke der Schicht in μ, J die eindringende, i die durchgelassene Intensität, so ist

$$\frac{i}{J} = 10^{-ad} \quad \text{und} \quad a = \frac{1}{d} \log \frac{J}{i}.$$

Die hier als „Absorptionsconstante" bezeichnete Grösse nennt Bunsen den Extinctionscoefficienten. Wir haben diese Bezeichnung nicht beibehalten, sondern wollen, wie dies in der Metalloptik nach dem Vorgang von Beer und Eisenlohr üblich ist, unter dem Extinctionscoefficienten die aus a durch Multiplication mit $\lambda/4\pi\mathfrak{M}$ ($\mathfrak{M}$ = Modul des natürlichen Logarithmensystems) hervorgehende Grösse verstehen. Hr. Wernicke bezeichnet diese Grösse mit g, Hr. Voigt mit $n.\varkappa$; wir wollen die erstere Bezeichnungsweise anwenden und setzen demgemäss

$$g = \frac{a\lambda}{4\pi\mathfrak{M}}.$$

Die Messung der Schichtdicken erfolgte bei dem Gold und Platin durch Gewichtsbestimmung, beim Silber ausserdem auch noch durch Wägung der Schicht nach deren Jodirung, sowie drittens durch die Beobachtung der Interferenzstreifen der

Jodsilberschicht im reflectirten Lichte nach der von QUINCKE zuerst angegebenen und später von WERNICKE vervollkommneten Methode. Diese Versuche ergaben, dass das Silber schon in durchsichtigen Schichten normale Dichte besitzt, mag dasselbe chemisch niedergeschlagen oder durch Kathodenzerstäubung erhalten sein.

Was die durch die Messungen unmittelbar gewonnenen Resultate, d. h. das Verhältnis der durchgelassenen zur auffallenden (nicht der eingedrungenen) Strahlungsintensität, also die Durchlässigkeit der verschiedenen Metalle für die verschiedenen Strahlenarten anlangt, so zeigt das Silber in Uebereinstimmung mit den Angaben der Herren LIVEING und DEWAR[1]) ein scharf begrenztes Maximum der Durchlässigkeit bei Ultraviolett bei etwa $\lambda = 0{,}321\,\mu$, dessen Lage mit dem von uns früher beobachteten Minimum des Reflexionsvermögens genau zusammenfällt. Es verdient jedoch noch der Erwähnung, dass die von uns beim Silber beobachtete Durchlässigkeit für $0{,}221\,\mu$ wiederum etwas grösser ist als für $0{,}251\,\mu$.

Stellt man sich ferner die Durchlässigkeit gleich dicker Schichten von Gold, Silber, Platin graphisch zusammen, so tritt dadurch der verschiedenartige Charakter der einzelnen Metalle äusserst deutlich hervor. Platin erweist sich als sehr stark und nahezu für alle Wellenlängen gleich stark absorbirend, und zwar zeigt es eine nur geringe Zunahme der Durchlässigkeit mit wachsender Wellenlänge. Gold ist im sichtbaren Spectrum bei weitem das durchlässigste der Metalle und hat zwischen $\lambda = 0{,}5$ und $\lambda = 0{,}55\,\mu$ ein ausgesprochenes Durchlässigkeitsmaximum. Silber endlich zeigt ausser dem bereits erwähnten Durchlässigkeitsmaximum für $\lambda = 0{,}321\,\mu$ bei dieser Wellenlänge eine etwa 1200 mal so grosse Durchlässigkeit als Platin.

Die nachfolgende Tab. 1 giebt die Zusammenstellung der für verschiedene Wellenlängen erhaltenen Werte der auf p. 57 erwähnten Grössen a und g.

---

1) G. D. LIVEING u. J. DEWAR, Chem. News **47**. p. 121. 1883.

Tabelle 1.[1])

λ	Silber, chemisch niedergeschlagen		Silber, durch Kathodenzerstäubung erhalten		Gold		Platin	
	a	g	a	g	a	g	a	g
2,500	—	—	—	—	36,8	16,9	28,4	13,0
2,000	—	—	—	—	42,0	15,4	30,2	11,1
1,500	45,2	12,4	39,8	11,0	41,0	11,3	32,4	8,93
1,200	46,9	10,3	38,8	8,6	40,2	8,85	33,4	7,35
1,000	43,6	8,0	37,6	6,9	37,6	6,90	35,2	6,47
0,800	42,3	6,21	32,7	4,80	35,4	5,19	36,6	5,36
0,700	43,0	5,52	32,5	4,17	32,2	4,13	37,4	4,81
0,650	40,0	4,77	31,5	3,75	30,0	3,58	37,8	4,51
0,600	38,1	4,20	31,3	3,45	26,4	2,91	37,8	4,16
0,550	37,4	3,78	31,9	3,22	23,0	2,32	37,6	3,79
0,500	35,0	3,21	29,9	2,74	22,6	2,07	38,4	3,52
0,450	31,4	2,59	29,6	2,44	21,0	1,73	37,2	3,07
0,420	30,0	2,31	31,0	2,38	22,4	1,72	38,8	2,99
0,385	25,2	1,78	28,9	2,04	25,8	1,82	38,6	2,76
0,357	19,6	1,28	26,3	1,72	26,4	1,73	38,9	2,56
0,338	13,0	0,86	—	—	—	—	—	—
0,332	9,1	0,554	—	—	—	—	—	—
0,326	7,5	0,449	11,8	0,70	25,0	1,51	39,2	2,34
0,321	7,2	0,424	—	—	—	—	—	—
0,316	7,8	0,452	—	—	—	—	—	—
0,310	11,0	0,621	—	—	—	—	—	—
0,305	14,1	0,789	11,4	0,64	—	—	—	—
0,288	19,0	1,005	—	—	—	—	—	—
0,251	21,8	1,002	16,6	0,77	—	—	—	—
0,221	(16,6)	(0,68)	—	—	—	—	—	—

Die für die Grösse a beim Silber erhaltenen Daten, wenn dasselbe einmal chemisch niedergeschlagen, das andere Mal durch Kathodenzerstäubung erhalten wurde, zeigen bemerkenswerte Unterschiede. Im besonderen ist das Minimum im Ultraviolett bei dem chemisch niedergeschlagenen Silber

1) Alle Zahlenangaben bedeuten μ.

bedeutend stärker ausgeprägt. Auch wächst a für chemisch niedergeschlagenes Silber im sichtbaren Gebiet viel stärker mit der Wellenlänge als bei dem durch Kathodenzerstäubung erhaltenen. Dieser letztere Gegensatz entspricht einem Unterschied zwischen den nach den beiden Herstellungsarten gewonnenen Schichten, welcher bereits in dem äusseren Aussehen derselben deutlich hervortritt. Zwar sind die Schichten in beiden Fällen im durchgehenden Lichte blau, jedoch zeigen die durch Kathodenzerstäubung erhaltenen einen Stich ins Grau-Violette. Derartige Unterschiede sind indes auch schon bei Silberbelägen, welche nach verschiedenen Versilberungsverfahren hergestellt wurden, häufig beobachtet, so z. B. von W. Wien, O. Wiener etc. Trotzdem kann es sich hierbei in beiden Fällen um chemisch reines Silber handeln, wie denn auch die Dichte beider Silberschichtenarten mit der normalen des compacten Silbers übereinstimmt.

Die für Gold und für Platin in der Tabelle mitgeteilten Werte zeigen einen viel gleichmässigeren Verlauf, als das Silber. Das Minimum im Grün tritt bei dem Gold deutlich hervor, bei ihm sowohl wie beim Silber nimmt a vom Grün nach dem Ultrarot rasch zu, während beim Platin eine schwache Abnahme der Grösse a mit wachsender Wellenlänge eben noch erkennbar ist. Bei $\lambda = 0{,}6\,\mu$ schneidet die a-Kurve des chemisch niedergeschlagenen Silbers diejenige des Platins, dasselbe thut die a-Kurve des Goldes bei $\lambda = 0{,}9\,\mu$ und diejenige des zerstäubten Silbers bei $\lambda = 1\,\mu$, sodass das Platin im Gebiet der grössten, hier betrachteten Wellenlängen als das durchlässigste Metall erscheint, während es im Ultraviolett und im sichtbaren Teil des Spectrums das bei weitem undurchlässigste ist.

Ausser den Eingangs erwähnten Untersuchungen Wernicke's, bei denen die Grössen a und g durch Intensitätsvergleichung des eindringenden und durchgegangenen Lichtes ermittelt wurden, können auch die metalloptischen Untersuchungen von Jamin, Quincke, Drude zum Vergleich mit den unsrigen herangezogen werden. In jenen Arbeiten sind Messungen des Hauptazimuts und Haupteinfallswinkels für verschiedene Metalle enthalten, aus welchen man die Extinctionscoefficienten nach einer der metalloptischen Theorien berechnen kann. Die

so erhaltenen Werte von g sind in nachstehender Tabelle 2 mit denen von Hrn. WERNICKE und uns zusammengestellt.

Tabelle 2.

Extinctionscoefficienten g des Silbers.

λ	g berechnet			g beobachtet		
	JAMIN	QUINCKE	DRUDE	WERNICKE	H. u. R. chemisch niedergeschlagen	H. u. R. durch Kathodenzerstäubung erhalten
0,656 μ (C)	3,5	3,4	—	3,57	4,84	3,81
0,630	—	—	4,04	—	4,54	3,63
0,589 (D)	2,8	2,9	3,67	3,26	4,12	3,40
0,527 (E)	2,6	2,5	—	2,94	3,49	2,99
0,486 (F)	2,3	2,2	—	2,71	3,01	2,66
0,429 (G)	2,1	1,8	—	2,40	2,41	2,40

Die Uebereinstimmung unserer, an zerstäubten Silberspiegeln erhaltenen Extinctionscoefficienten mit denen des Hrn. WERNICKE ist gut, dagegen zeigen die für chemisch niedergeschlagenes Silber von uns ermittelten Werte eine erheblich stärkere Zunahme mit der Wellenlänge, was — wie bereits oben erwähnt — seinen Grund in einer anderen Modifikation beider Silberarten haben muss. Auch mit den theoretisch berechneten g-Werten zeigen unsere zuerst erwähnten Zahlen für Silber eine befriedigende Uebereinstimmung, desgleichen die für Gold und Platin (vgl. Tab. 3).

Tabelle 3.

λ	Gold			Platin		
	g ber.		g beob.	g ber.		g beob.
	QUINCKE	DRUDE	H. u. R.	QUINCKE	DRUDE	H. u. R.
0,656 μ (C)	2,9	—	3,69	4,2	—	4,58
0,630	—	3,20	3,31	—	4,54	4,37
0,589 (D)	2,5	2,82	2,82	3,7	4,26	4,08
0 527 (E)	1,8	—	2,20	3,3	—	3,66
0,486 (F)	1,4	—	1,96	3,1	—	3,39
0,429 (G)	1,3	—	1,72	2,9	—	3,02

Aus den in unseren früheren Arbeiten über das Reflexionsvermögen R[1]) und den hier gegebenen Extinctionscoefficienten für die gleichen Wellenlängen kann der Brechungsexponent n der betreffenden Metalle für die verschiedenen Wellenlängen mittels der Formel:

$$n = \frac{1+R}{1-R} \pm \sqrt{\left(\frac{1+R}{1-R}\right)^2 - (g^2+1)}$$

ausgerechnet werden. Eine derartige Berechnung wird indes stets mit einer erheblichen Unsicherheit behaftet sein, da schon kleine Fehler in der Bestimmung des Reflexionsvermögens grosse Fehler in der Berechnung des Brechungsexponenten zur Folge haben müssen. Hierbei ist zu berücksichtigen, dass das Reflexionsvermögen im Ultraviolett leicht zu klein gefunden werden wird, da hier etwaige Fehler in der Politur einen erheblicheren Einfluss auf das Resultat haben, als im Gebiet längerer Wellen. Immerhin ist es von Interesse, dass die obige Formel in guter Uebereinstimmung mit den bisher vorliegenden Messungen von Kundt, Quincke, Drude u. A. für Silber Werte von n liefert, welche von 0,63 für Ultrarot ($\lambda = 1{,}5\,\mu$), 0,4 im Rot, bis 0,22 im Blau allmählich sinken, im Ultraviolett ein Minimum von 0,2 erreichen, also bis hierher anomale Dispersion zeigen, um dann rasch bis 3,50 für $\lambda = 0{,}251\,\mu$ wieder anzusteigen.

Für Gold ergiebt die Berechnung mittels der obigen Formel in Uebereinstimmung mit älteren Angaben starke normale Dispersion; der Brechungsexponent wächst von 0,37 für $\lambda = 0{,}7\,\mu$ stetig bis 1,63 bei $0{,}45\,\mu$. Im Ultraviolett und im Ultrarot ist die Dispersion gering, im Ultrarot deutlich anomal und steigt hier von 0,37 bei $0{,}8\,\mu$ auf 0,88 bei $1{,}5\,\mu$.

Platin endlich ergiebt starke anomale Dispersion und sehr hohe Brechungsexponenten, wie aus nachstehenden Zahlen hervorgeht:

$n = 2{,}1$	bei	$\lambda = 0{,}45\,\mu$
3,1	„	0,7
4,5	„	1,2

Aus den auf p. 60 Abs. 2 bereits mitgeteilten Ausführungen geht hervor, dass die Reihenfolge der Werte der Absorptions-

1) E. Hagen u. H. Rubens, Zeitschr. f. Instrumentenk. 22. p. 42. 1902.

constante a für die von uns bisher untersuchten drei Metalle im Ultrarot mit derjenigen ihrer elektrischen Leitungsvermögen übereinstimmt. Sollte diese einstweilen nur für die gedachten drei Metalle festgestellte Thatsache mit der MAXWELL'schen Theorie im Zusammenhang stehen, so müsste sie mit wachsender Wellenlänge noch schärfer hervortreten. Ausserdem würde dann bezüglich der Grösse a eine ähnliche Abhängigkeit von der Temperatur im Gebiete langer Wellen zu erwarten sein, wie für das elektrische Leitungsvermögen der Metalle. Wir beabsichtigen deshalb unsere Versuche, welche möglicherweise ein wichtiges Mittel zur Prüfung der MAXWELL'schen elektromagnetischen Lichttheorie werden abgeben können, für sehr lange Wellen fortzusetzen.

Ueber die erste Schicht des Kathodenlichtes inducirter Entladungen; *von E. Goldstein.*

(Vorgelegt in der Sitzung vom 7. März 1902.)

(Vgl. oben S. 45.)

In neueren Veröffentlichungen werden die an der Rückseite durchbrochener Kathoden auftretenden Canalstrahlen gewöhnlich als identisch betrachtet mit der an der Vorderseite sichtbaren ersten Schicht des Kathodenlichtes, und einfach als deren Verlängerung angesehen, indem man der ersten Schicht eine hypothetische Ausbreitungsrichtung nach der Kathode hin beimisst. Es wird dabei übersehen, dass in der ersten Schicht zwei Strahlenarten von sehr verschiedenem Verhalten nachgewiesen werden können, von denen die eine sich in entgegengesetzter Richtung ausbreitet als die Canalstrahlen[1]), die andere, über deren Ausbreitungsrichtung sich Bestimmtes noch nicht angeben lässt, in vielen Eigenschaften von den Canalstrahlen mindestens quantitativ stark abweicht. — Einige Eigenschaften dieser zweiten Lichtart sollen im Nachfolgenden behandelt werden.

Während Canalstrahlen sich ausserhalb der Canäle, aus denen sie hervortreten, streng geradlinig ausbreiten, wurde es mir bei näherem Studium der ersten Schicht unverkennbar, dass der Umriss der letzteren stark geschweifte Formen zeigen kann. Dies findet statt, sobald unter dem Einfluss abstossender anodischer Wandladungen die Wurzel der sichtbaren Entladung, d. h. zugleich die Wurzel der ersten Schicht, nicht mehr die ganze Kathodenfläche bedeckt.[2]) Die Wandstelle, nach welcher die Umrisscurve hinstrebt, liegt um so weiter von der Kathode

1) E. Goldstein, Verhandl. d. Deutsch. Physik. Gesellsch. 3. p. 207. 1901.

2) Vgl. E. Goldstein, l. c. p. 192 ff.

ab, je geringer die Gasdichte ist, wie Fig. 1 dies schematisch für eine Reihe von aufeinander folgenden Verdünnungen V_1 V_2 V_3 charakterisirt. Die Stelle der Wand, nach welcher die Curve hinstrebt, fällt nahe zusammen mit der Stelle, an welcher der sogenannte Crookes'sche Raum die Gefässwand schneidet. Dass die Wurzel der sichtbaren Entladung, wie die Figur andeutet, sich desto mehr verengt, je geringer die Gasdichte ist, wurde schon l. c. p. 192 hervorgehoben. —

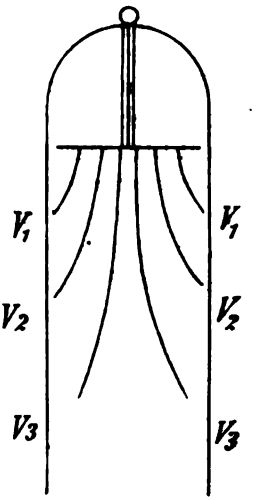


Fig. 1.

Der Magnet zeigt scheinbar einen sehr erheblichen Einfluss auf die betrachtete Componente der ersten Schicht.

Unter magnetischer Einwirkung deformirt und erweitert sich zunächst die Wurzel der ersten Schicht, und zwar ausschliesslich oder ganz vorwiegend nach derjenigen Seite, nach welcher die magnetisch deformirbaren gewöhnlichen Kathodenstrahlen abgelenkt werden. Diese Erscheinung ist bereits von E. Wiedemann u. Ebert wahrgenommen, jedoch als eine Art magnetischer Dispersion der gewöhnlichen Kathodenstrahlen gedeutet worden.[1])

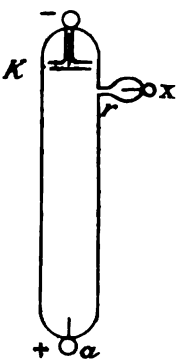


Fig. 2.

Ferner aber ändert der Magnet, und zwar schon ein leichter Handmagnet, die Krümmung der geschweiften Strahlen selbst sehr beträchtlich und biegt sie, je stärker das Magnetfeld ist, nach desto näher zur Kathode gelegenen Wandstellen. — Zur Fixirung der Vorstellungen sei weiterhin die cylindrische Versuchsröhre vertical, die zur Axe senkrechte scheibenförmige Kathode nahe dem oberen Röhrenende gedacht.

Befindet sich an der Röhre wie in Fig. 2 noch ein enger Seitentubus mit einer (vor-

1) E. Wiedemann u. H. Ebert, Sitzungsber. d. Erlang. med.-physik. Soc. vom 11. December 1891.

läufig unbenutzten) Elektrode x, so wird die Wurzel der ersten Schicht durch die anodische Wandladung wie gewöhnlich auf eine kleine centrale Fläche concentrirt. Es macht für die Erscheinungen des Kathodenlichtes dann keinen Unterschied, wenn man statt a den Draht x zur Anode macht, so lange die Mündung des Seitenrohres ausserhalb des sogenannten CROOKES'schen Raumes liegt. Liegt aber die Mündung von r innerhalb dieses Raumes, so springt die verengte Wurzel der ersten Schicht nach der Seite der Mündung weit vor mit um so spitzerem Ausläufer, je näher r dem Kathodenniveau liegt, und der vorher nach einem weit tieferen Punkt gerichtete Umriss der Schicht selbst krümmt sich an derselben Seite von der Wurzel aus nach dem oberen Rande des positiven Lichtes, welches die Mündung erfüllt.

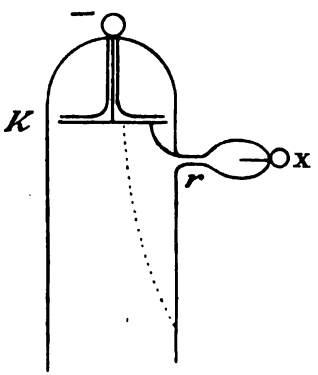


Fig. 8.

Die Erscheinung ist in nebenstehender Fig. 3 wiedergegeben; die punktirte Linie zeigt den Verlauf der Strahlen, wenn nicht x, sondern a die Anode ist.

Scheinbar wirkt also die Nähe der sonst abstossenden Anode hier anziehend. Doch überzeugt man sich leicht, dass die Anode hier nicht als solche unmittelbar wirkt. Denn ganz die nämlichen Formänderungen an der Wurzel und den Strahlen der ersten Schicht treten ein, wenn man x zu einer Kathode macht, indem man von K durch eine äussere Brücke einen Zweigstrom hinüberleitet. Dass keine directe Wirkung der Elektrode x vorliegt, erkennt man auch daran, dass die Erscheinungen an der Kathode K in gleicher Weise eintreten, selbst wenn r sehr lang und ausserdem im rechten Winkel umgebogen ist. — Von der Wurzel der sichtbaren ersten Schicht gehen die sichtbaren gewöhnlichen Kathodenstrahlen aus. Wenn nun die erste Schicht des Kathodenlichtes in der beschriebenen Weise deformirt wird, so werden die sichtbaren gewöhnlichen Kathodenstrahlen secundär ebenfalls beeinflusst, indem ihre Wurzel sich in der gleichen Weise wie die der ersten Schicht ändert. Die bis

dahin zur Kathode senkrechten gewöhnlichen Strahlen aber divergiren jetzt stark gegen die Normale, um so stärker, je weiter ihre Wurzel nach der Wand zu sich verschoben hat.

Besonders interessant ist, dass auch die Intensitätsverteilung in den gewöhnlichen Kathodenstrahlen jedesmal der Intensitätsverteilung in der Wurzel der ersten Schicht entspricht, gleichviel ob die letztere durch irgendwelche Einflüsse dilatirt und deformirt ist oder nicht, sodass man das Muster, welches die gewöhnlichen Kathodenstrahlen im Phosphorescenzlicht der Glaswand erzeugen, bereits in verkleinertem Maassstab an dem Muster erkennen kann, welches die Wurzel der ersten Schicht auf der Kathode bildet. — Das letztere Muster ist leicht dadurch erkennbar, dass die erste Schicht an der Kathodenoberfläche goldgelbes Natriumlicht hervorruft, wie es auch die Canalstrahlen, wo sie auftreffen, zu erzeugen pflegen. —

Befindet sich ferner, wie in Fig. 4, ein (senkrecht zur Ebene der Zeichnung gedachter) Draht *d* in der Nähe der scheibenförmigen Kathode, so wird derselbe, wie ich l. c. erwähnte, bei hinreichender Evacuation zu einer Anode. Er erzeugt dann einen Schattenraum durch Auseinanderdrängen der ersten Schicht (Schuster, Villard, Wehnelt). Dieser Schattenraum ist bisher so dargestellt worden, als wenn die Wände desselben zur Kathodenscheibe senkrechte, einander parallele Ebenen wären. Im allgemeinen ist dies jedoch nicht der Fall; die Strahlen der ersten Schicht verlaufen auch hier gekrümmt und zwar in ziemlich mannigfaltigen Formen, je nach der Stärke der Ladung des Drahtes, worauf hier aber nicht näher eingegangen werden soll. —

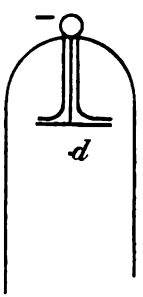


Fig. 4.

Erhält der Draht *d* aber eine, wenn auch nur äusserst schwache, negative Ladung, so erfolgt eine kräftige Anziehung der Strahlen der ersten Schicht; ihre Wurzel concentrirt sich auf der Scheibe in einem engen Fleck senkrecht über dem Draht, und die Strahlen schmiegen sich, gegen den Draht convergirend, dicht an ihn an. — Ist man auf diese Erscheinung einmal aufmerksam geworden, so findet man sie bei anderen

Anordnungen leicht wieder: Die Strahlen der ersten Schicht einer Kathode, die sich innerhalb des CROOKES'schen Raumes einer anderen Kathode befindet, zeigen stets eine Tendenz, sich gegen die Mitte der strahlenden Fläche der anderen zu neigen. Bei zwei parallelen, um einige Millimeter voneinander entfernten Drähten oder Streifen $d\,d'$ z. B. beobachtet man an den einander zugekehrten Seiten die in Fig. 5 skizzirte Form der Grenzen der ersten Schicht, während an den Aussenseiten die Strahlen nahe senkrecht zu den Drähten zu verlaufen scheinen.

Fig. 5.

Aus dieser Anziehung der Strahlen der ersten Schicht erklären sich nun die oben beschriebenen Erscheinungen.

Wie ich in der Mitteilung über sichtbare und unsichtbare Kathodenstrahlen erwähnte (l. c. p. 194), folgt auf die bei abnehmender Gasdichte sich immer mehr verlängernde anodische Wandzone an ihrem Ende eine schwach kathodische Zone. Die geschweifte Form der Strahlen der ersten Schicht erklärt sich nun daraus, dass die Strahlen im ersten (der Kathode näheren) Teil ihrer Bahn von der anodisch geladenen Wandzone abgestossen werden, während die darauffolgende kathodische Wandzone sie anzieht. Zu letzterer biegen sich daher ihre Enden wieder hin, und die Strahlen nehmen gegen die Wand concav geschweifte Form an. Dass die Strahlen sich nahe nach derjenigen Stelle der Wand krümmen, wo der CROOKES'sche Raum die Wand schneidet, ist dadurch bedingt, dass die kathodische Zone stets nahe der Grenze dieses Raumes beginnt. Da ferner diese Grenze bekanntlich mit abnehmender Gasdichte immer weiter von der Kathode zurückweicht, so krümmen die Strahlen sich dann nach immer tiefer gelegenen Wandstellen.

Andererseits wird durch den Magneten der CROOKES'sche Raum bekanntlich verengt. Die kathodische Wandzone wird also der Metallkathode wieder genähert. Daher krümmen sich die Strahlen unter der Einwirkung des Magneten wieder nach einer höher gelegenen Stelle. Wesentlich kommt dabei auch der Umstand in Betracht, dass die durch den Magneten auf der Wand condensirten gewöhnlichen Kathodenstrahlen die Glaswand an der Treffstelle zu einer relativ kräftigen neuen

Kathode machen[1]), welche die Strahlen der Metallkathode nun anzieht. — Die anodische Abstossung und die von ihr veranlasste Verkleinerung der Entladungswurzel ist um so stärker, je länger die anodische Zone ist. An derjenigen Seite, nach welcher der Magnet die gewöhnlichen Kathodenstrahlen ablenkt und ihre Enden der Kathode an der Wand nähert, wird durch die negative Ladung, die diese Strahlen erzeugen, die anodische Zone verkürzt und die Abstossung der Wurzel vermindert. Daher springt die Wurzel nach derjenigen Wandseite vor, nach der die gewöhnlichen Kathodenstrahlen abgelenkt werden. — Die beschriebene Wirkung des Magneten auf die erste Schicht ist also nur secundärer Natur.

Um die Erscheinungen zu erklären, die sich bei Röhren wie Fig. 2, also dann zeigen, wenn man positives Licht innerhalb des Crookes'schen Raumes auftreten lässt, hat man in Betracht zu ziehen, dass die Schichten, aus denen das positive Licht besteht, wie ich schon vor längerer Zeit gezeigt habe, von Strahlen gebildet werden, die mit den magnetisch deformirbaren gewöhnlichen Kathodenstrahlen qualitativ identisch sind, im besonderen auch hinsichtlich der Ausbreitungsrichtung im magnetischen Verhalten und im Sinne der Deflexion ganz mit ihnen übereinstimmen. Man wird also die Strahlen des positiven Lichtes analog wie die Kathodenstrahlen als Erreger (eventuell als Träger) negativer Ladungen anzusehen haben. Jedenfalls sind die das geschichtete positive Licht einschliessenden Glaswände von Entladungsröhren schwach kathodisch, wie die Entwickelung schmaler Crookes'scher Räume an ihnen zeigt. Deshalb krümmen die Strahlen der ersten Schicht sich nach der vom positiven Licht erfüllten Mündung des Seitenrohres. Die Wurzel der Strahlen springt nach der Seite der Mündung vor, weil dort die anodische Abstossung vermindert ist. —

Missverständnissen vorzubeugen, bemerke ich, dass die von Hrn. Wien beschriebenen starken Ablenkungen von Canalstrahlen bei der Einwirkung von Magneten unter die hier beschriebenen Ablenkungen nicht fallen. Denn die Canalstrahlen treten bei einer das Röhrenlumen sperrenden Kathode an der

1) E. Goldstein, Verhandl. d. Deutschen Physik. Gesellsch. 3. p. 198. 1901.

Rückseite der Kathode auf, die hier betrachteten schmiegsamen Strahlen an der Vorderseite. — Die enorme Empfindlichkeit, welche diese Strahlen und ihre Wurzel gegen die die Verteilung der Wandladungen bedingenden Lagenänderungen der gewöhnlichen Kathodenstrahlen und des positiven Lichtes zeigen, kann aber indirect zu erheblichen Aenderungen im Aussehen derjenigen Strahlen führen, die an der Rückseite der Kathode auftreten. Denn wie ich bereits früher erwähnte [1]), gehen die Canalstrahlen an der Rückseite nur von denjenigen Stellen aus, die vorn von Licht der ersten Schicht bedeckt sind. Da nun, wie gezeigt, diese Stellen durch secundäre Einflüsse leicht und erheblich geändert werden können, so können ebenso die Ausgangsstellen der Canalstrahlen verschoben werden. Dabei ist die Helligkeit der an der Rückseite auftretenden Strahlen an jeder Stelle proportional der Helligkeit des an der entsprechenden Stelle vorn gelagerten Lichtes der ersten Schicht. Ferner sind die Canalstrahlen z. B. einer planparallelen Platte im allgemeinen nicht einander parallel, sondern desto stärker gegen die Axe der Platte geneigt, je weiter die Ausgangsstelle von der Axe entfernt ist. Bei der Verschiebung der Wurzel der ersten Schicht an der Vorderseite nach verschieden von der Axe entfernten Stellen zeigen sich daher an der Rückseite der (durchlochten oder geschlitzten) Platte verschieden gegen die Axe geneigte Strahlen. — Unter Umständen wird an der Vorderseite auch nur die Helligkeitsverteilung geändert; dann wechselt entsprechend die Helligkeit der an der Rückseite austretenden Strahlen, und indem z. B. vorher matte Strahlen mit anderen, anders gerichteten Strahlen die Helligkeit tauschen, entsteht bisweilen der Anschein, als wären die ersten Strahlen in die Richtung der anderen umgelenkt. Alle diese Umstände können Ablenkungen der Canalstrahlen von sehr erheblichem Betrage vortäuschen, und es scheint mir, dass alle bisher vermeintlich constatirten starken Ablenkung von Canalstrahlen durch relativ geringe magnetische Kräfte auf derartigen secundären Wirkungen beruhen. Die Frage, ob wenigstens sehr kleine primäre Ablenkungen unter

1) E. Goldstein, Sitzungsber. d. k. Akademie d. Wissensch. zu Berlin 1886. p. 695; Wied. Ann. **64.** p. 43. 1898.

sehr starken magnetischen Kräften schliesslich zu erzielen sind, soll hier nicht näher erörtert werden, ebenso wenig wie die Frage nach der Ausbreitungsrichtung der hier beschriebenen Strahlen der ersten Schicht. Der unmittelbare Augenschein legt die Annahme nahe, dass sie von der Kathode aus in den umgebenden Raum sich ausbreiten, — doch besteht, wie Eingangs erwähnt, in der Literatur auch die entgegengesetzte Annahme. Die Erscheinungen gestatten, soviel ich sehe, bisher keine sichere Entscheidung. Namentlich führt die Thatsache, dass eine Anode in den Strahlen der ersten Schicht einen bis zur Kathode reichenden Schattenraum entwirft, vorläufig nicht zu einer Bestimmung der Ausbreitungsrichtung, weil die Strahlen derart auseinander gedrängt werden, dass der Schattenraum sowohl vor wie hinter der Anode liegt.

Die zweite Art von Strahlen, die in der ersten Schicht des Kathodenlichtes auftritt, habe ich schon 1886 (l. c. p. 698) und in einer kürzlichen Mitteilung über Canalstrahlen[1]) erwähnt. Es sind die Strahlen, die, weithin den Raum erfüllend, stehen bleiben, wenn man durch einen kräftigen Handmagneten die gewöhnlichen Kathodenstrahlen einer undurchbrochenen Platte zur Seite biegt. Sie sind goldgelb in Luft, rosa in Wasserstoff gefärbt. An der Glaswand erzeugen sie goldgelbes Licht durch Zersetzung von Natriumsalz. Dass ihre Ausbreitung geradlinig ist und scharf begrenzte Schatten in ihnen erzeugt werden können, hatte ich l. c. bereits erwähnt. Näheres über diese den Canalstrahlen nahe verwandten Strahlen soll an anderem Orte berichtet werden.

1) E. Goldstein, Verhandl. d. Deutschen Physik. Gesellsch. 3. p. 207. 1901.

Erwiderung an Hrn. F. Neesen;
von G. W. A. Kahlbaum.

(Vorgelegt in der Sitzung vom 7. März 1902.)

(Vgl. oben S. 45.)

Hr. NEESEN bemängelt in diesen Verhandlungen[1]) einige in meinem Aufsatz „Glossen zu der selbstthätigen Quecksilberpumpe" gemachte Angaben. Darauf ist folgendes zu entgegnen.

1. In meiner Arbeit[2]) heisst es: „Es hat denn auch bei einer von NEESEN im April 1899 vorgenommenen Prüfung bei acht concurrirenden in drei von vier Fällen unser Princip die besten Resultate ergeben." (Ich habe also gesagt „unser Princip", nicht „meine Pumpe".) Das ist die absolut genaue Uebersetzung in Worte der in NEESEN's Tabelle angegebenen Zahlenresultate.

Dass Hr. NEESEN falsche Zahlen angiebt, kann ich nicht wissen, und dies um so weniger, wenn er auch da, wo er in der gleichen Zeitschrift auf sein Thema zurückkommt, nicht Gelegenheit nimmt, so grobe Druckfehler zu verbessern. Direct aber als solcher zu erkennen, wie Hr. NEESEN angiebt, ist der Druckfehler durchaus nicht, im Gegenteil machen die Zahlen, wie sie da stehen, einen durchaus richtigen Eindruck.

Selbst aber wenn die jetzt angegebenen Zahlen dastünden, d. h. statt der 6 eine 35, so würden sie nicht gegen meine Pumpe zeugen, denn die Pumpe ist keine meiner Pumpen, es ist vielmehr eine Nachahmung, und zwar — wie hier beiläufig bemerkt sei — eine nach dem Patentgesetz unerlaubte Nachahmung meiner Pumpe. Dass aber dem so ist, weiss Hr. NEESEN, denn ich habe dieselbe Pumpe, die er als sehr vereinfacht rühmt, in meinen „Glossen" p. 593 ausdrücklich

1) F. NEESEN, Verhandl. d. Deutschen Physik. Gesellsch. 4. p. 30. 1902.

2) G. W. A. KAHLBAUM, Ann. d. Phys. 6. p. 592. 1901.

als „nachgemacht“ bezeichnet und ihre Minderwertigkeit mit Hrn. Neesen's eigenen Zahlen belegt. Ich kann es also nur bedauern, dass Hr. Neesen seinen Druckfehler nicht eher berichtigt hat; ich hätte damit nur einen weiteren Beleg für das Zweckdienliche dieser „sehr vereinfachten“ Construction gewonnen.

2. Die neuen Prüfungen des Hrn. Neesen. Da wird zuerst gesagt: „Für die Kahlbaum'sche Pumpe besonders ist eine kräftige Vorpumpe günstig“ (l. c. p. 32). Das ist unrichtig. — Ich besitze gar keine anderen Vorpumpen als die kleinen Wasserstrahlpumpen, kann also andere gar nicht anwenden; und ist es mir bei den Prüfungen ganz gleichgültig, ob diese Pumpen bis 10, 12 oder 14, auch 16 mm ziehen, bei kleinen Räumen, bis etwa 500 ccm, arbeiten die Quecksilberpumpen bis zum Druck von etwa 1 mm so schnell, dass es auf ein paar Millimeter mehr oder weniger abzusaugenden Druckes gar nicht ankommt.

Bei der Prüfung von acht Handpumpen, d. h. sämtlicher bisher gelieferter, der Nr. 29, 47, 49, 50, 72, 99, 104, 117, die alle ganz ohne Vorpumpe arbeiten, ergab sich als mittlere Leistung: Evacuirt wurden etwa 400 ccm

in 15 Minuten auf 0,00025 mm Druck
in 30 „ „ 0,000063 mm „

Für die selbstthätigen Pumpen sind die entsprechenden Zahlen für 500 ccm

in 15 Minuten auf 0,000165 mm Druck
in 30 „ „ 0,000069 mm „

Die obige Behauptung, dass für meine Pumpe „besonders eine kräftige Vorpumpe günstig“ sei, ist daher nicht begründet.

Die Messungen selbst nun, die Hr. Neesen in einer Tabelle auf p. 34 mitteilt, sind ganz bedeutungslos, die Resultate dementsprechend.

a) Weil man mit „ziemlich scharf zu bestimmenden Lichterscheinungen“ (l. c. p. 33) keine genauen Messungen anstellen kann, und doch giebt Hr. Neesen die zur Verdünnung notwendige Zeit bis auf 6 Sec. genau an, z. B. 3,7 Min., 9,2 Min.! — Welches Auge kann wohl nach 10 Minuten langem Beobachten der Lichterscheinungen in einer Röntgenröhre das

erste Aufflackern des grünen Phosphorescenzlichtes auf 6 Sec. sicher angeben! —

b) Weil jede auch nur geringe Verschiedenheit der Stromstärke das Auftreten der beobachteten Lichterscheinungen, wegen der von den Glaswandungen bei jeder elektrischen Beanspruchung sich lösenden Luftteilchen, zeitlich verschiebt.

Hätte Hr. Neesen nicht mit der Pumpe gewechselt, sondern mit der gleichen Pumpe die gleiche Röhre unter sonst gleichen Umständen viermal hintereinander ausgepumpt, so würde er ein Bild erhalten haben, ganz so wie es seine Tabelle zeigt. Die Schnelligkeit der Evacuation wächst mit der Zahl der schnell aufeinander folgenden Operationen, besonders bei gleichzeitigem Durchgehen des Stromes unter sonst ganz gleichen Umständen, d. h. wenn z. B. dabei die Temperatur des Apparates sich nicht ändert.

Natürlich behaupte ich keineswegs, dass die Versuche in der aufgeführten Reihenfolge angestellt sind — darüber weiss ich nichts —, aber ich werte die gegebene Tabelle unter anderem auch dadurch, dass ich constatire: man kann, ohne mit der Pumpe zu wechseln, eine ganz analoge Tabelle zusammenstellen.

c) Weil „während des Versuches die Röhre dauernd erhitzt“ wurde. — Mit jeder Temperaturänderung wechselt der Druck im Apparate, gleichgültig, wie lange derselbe erhitzt wird. Ich habe bis zu 600 Stunden ununterbrochen erhitzt und nach dieser Zeit noch diese Aenderung feststellen können. Mit dem Druckwechsel variirt aber auch die Zeit des Auftretens der Lichterscheinungen, die Hr. Neesen zum Vergleich heranzieht. Die Temperatur aber, bis zu welcher die Messröhre bei jedem der nicht nebeneinander hergehenden, sondern offenbar aufeinander folgenden Versuche erhitzt wurde, lag, da sie mit dem Druck der städtischen Leitung, auch bei Innehaltung sonst vollkommenster Gleichförmigkeit der Erhitzung, ständig wechselt, gar nicht in der Hand des Beobachters.[1])

1) Sollte ich hier in Bezug auf die Art der Erwärmung der Röhre von falschen Voraussetzungen ausgehen, bitte ich um Entschuldigung; auf directe Anfrage bei Prof. Neesen wurde mir aber bedeutet, diese sei Geheimnis.

Da somit in keiner Weise der Nachweis erbracht ist, dass immer unter sonst durchaus gleichen Umständen beobachtet wurde, man vielmehr das Gegenteil anzunehmen voll berechtigt ist, so geht, wie gesagt, dem Resultat des Vergleiches jedwede Bedeutung ab. —

3. Hat Hr. Neesen noch einen principiellen Einwand gegen meine Messmethode. Er sagt: „Diese Methode“ — Zusammenpressung eines bekannten grossen Volumens auf ein bekanntes kleineres — „giebt nun, wenn man zunächst von etwaiger Verdichtung des Gases an den Wänden des Gefässes beim Zusammendrücken absieht, wohl den Druck im Volumometer, aber durchaus noch nicht den in den übrigen Teilen des luftleer zu machenden Raumes ... Erst wenn das Volumometer hinter dem Recipienten angeordnet ist, wie das bei meinen früheren Vergleichsversuchen der Fall war, kann man sagen, dass die im Recipienten erreichte Verdünnung mindestens gleich der durch den Druckmessapparat angegebenen ist.

Daher ist der von Kahlbaum gezogene Vergleich, wonach eine seiner Pumpen 30 Minuten zur Erreichung eines Verdünnungsgrades gebraucht, welchen eine von mir benutzte nicht einmal in 17 Stunden erreichte, ganz inhaltlos.“

So weit Hr. Neesen. Nur handelt es sich bei diesem Vergleich einmal nicht um eine meiner Pumpen, sondern um den Mittelwert mit 30 derselben erreichter Resultate, die nach 30 Minuten Arbeitens günstigere waren, als das von Hrn. Neesen mit einer seiner Pumpen in 17 Stunden erzielte Resultat.

Sonst sind die Einwendungen des Hrn. Neesen voll und ganz berechtigt, nur die eine Kleinigkeit hat er übersehen, nämlich, dass nicht nur bei diesen 30, sondern bei allen meinen, die Zahl 100 weit übersteigenden vergleichenden Messversuchen mein Apparat genau die von ihm als allein richtig bezeichnete Anordnung hatte, **das Volumometer zu hinterst**; sodass für alle diese Versuche sein Ausspruch gelten muss, dass die erreichte Verdünnung mindestens gleich der durch den Druckmessapparat angegebenen sein muss. —

Ich habe meine Glossen mit der Aufstellung von ein paar

ganz allgemein gültigen Grundregeln geschlossen, die bei der Construction leistungsfähiger Quecksilberluftpumpen unbedingt befolgt werden müssen, nämlich: möglichst einfacher Aufbau, continuirlicher Betrieb, weite Leitungsröhren, und für die Tropfpumpe lange Fallröhren bei genauem Abstimmen von Zu- und Abfluss. Ich füge hier zum Schluss eine Angabe bei über die einzig zulässige Art der vergleichenden Prüfung der Leistungsfähigkeit. Diese ist allein: die Evacuation des gleichen, stets mit dem gleichen Leitungsrohr und dem gleichen, dazwischengelegten Trockenapparat versehenen Volumometers unter Vermeidung jedweder Erhitzung wie auch elektrischer Entladung im Vacuum. Nur unter Befolgung dieser Grundregeln wird es Hrn. Neesen gelingen, vergleichende Resultate zu erzielen, denn ganz allein auf diese Weise wird es ihm möglich sein, die für einen zu ziehenden Vergleich nun einmal unerlässlichen, absolut gleichen Umstände jedesmal und einwandfrei wieder zu gewinnen.

Sollte es Hrn. Neesen unter Beachtung der von mir aufgestellten Grundsätze gelingen, seine langjährigen Bemühungen durch die Construction einer tadellos wirkenden Pumpe zu krönen, — aber sie muss auch wirklich so wirken und nicht, wie die auf p. 33 seiner Bemerkung unter II aufgeführte, nur „eigentlich" so arbeiten sollen, es aber nicht thun — und ihre Ueberlegenheit auf dem angegebenen Wege nachzuweisen, so werde ich der Erste sein, der ihn zu seinem Erfolge neidlos, nein dankbar, beglückwünscht.

Basel, Sonntag Reminiscere 1902.

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft.

Sitzung vom 21. März 1902.

Vorsitzender: Hr. E. Warburg.

Hr. **W. v. Bezold**, welcher persönlich am Erscheinen verhindert ist, übersendet einen

Nachruf auf Max Eschenhagen.

Hr. **R. Börnstein** spricht ferner

Zur Erinnerung an Hans Bartsch von Sigsfeld.

Hr. **M. Thiesen** hält dann einen Vortrag

über die gegenseitige Zuordnung der Elemente zweier Scharen nach den Gesetzen des Zufalls.

Hr. **E. Goldstein** giebt ferner Erläuterungen zu seiner in der Sitzung vom 7. März vorgelegten und in diesen Verhandlungen p. 64—71 abgedruckten Mitteilung

über die erste Schicht des Kathodenlichtes inducirter Entladungen.

Hr. **H. Starke** legt endlich eine von ihm in Gemeinschaft mit Hrn. **L. Austin** ausgeführte Arbeit

über die Reflexion der Kathodenstrahlen und eine damit verbundene neue Erscheinung secundärer Emission

vor.

Als Mitglieder werden in die Gesellschaft aufgenommen:

Hr. Dr. Franz Linke, Potsdam, Schwerdtfegerstrasse 5.
(Vorgeschlagen durch Hrn. Börnstein.)

Hr. Dr. Karl Stoeckl, München, Amalienstrasse 44a.
(Vorgeschlagen durch Hrn. Grätz.)

Hr. Dr. vom Hofe, Grosslichterfelde bei Berlin, Stubenrauchstr. 5.
(Vorgeschlagen durch Hrn. Sieben.)

Hr. Dr. Heinrich Gaedecke, Charlottenburg, Uhlandstrasse.
(Vorgeschlagen durch Hrn. Hagen.)

Nachruf

auf

Max Eschenhagen.

Von W. v. Bezold.

(Vorgelegt in der Sitzung vom 21. März 1902.)

(Vgl. oben S. 77.)

Am 12. November vorigen Jahres verstarb unser Mitglied Professor Max Eschenhagen, Vorsteher der magnetischen Abteilung des Meteorologischen Instituts und des Magnetischen Observatoriums bei Potsdam.

In ihm verlor die erdmagnetische Forschung einen ihrer thätigsten und erfolgreichsten Förderer, das Meteorologische Institut einen seiner hingebendsten und hervorragendsten Beamten.

Geboren am 22. October 1858 zu Eisleben, woselbst sein Vater Zimmermeister und Stadtrat ist, besuchte er zuerst die Schulen zu Eisleben und Nordhausen und bezog im Jahre 1877 die Universität Halle, um sich dem Studium der Mathematik, Physik und der beschreibenden Naturwissenschaften zu widmen. Im Jahre 1880 promovirte er daselbst mit einer Dissertation „Ueber das Niveau einer Flüssigkeit, in welche zwei verticale parallele Platten getaucht sind".

Nachdem er in dem darauffolgenden Jahre das Oberlehrerexamen bestanden und sein Probejahr in Eisleben vollendet hatte, erhielt er im October 1882 eine Lehrerstelle in Hamburg.

Um jene Zeit war ein grosses internationales Unternehmen im Gange, das in erster Linie der magnetischen Forschung dienen sollte: die internationalen Polarexpeditionen während der Jahre 1882/83.

Der um die Polarforschung so hochverdiente österreichische Marineofficier KARL WEYPRECHT, ein geborener Rheinhesse, der Entdecker von Franz-Josephs-Land, hatte bald nach der Rückkehr von seiner zweiten Polarfahrt den Gedanken angeregt, dass an die Stelle vereinzelter Expeditionen, die wesentlich geographische Ziele verfolgten, mindestens ein Jahr lang gleichzeitig meteorologische und magnetische Stationen in den Polargegenden thätig sein sollten, da nur auf diesem Wege ein tieferer Einblick in die Verhältnisse der Polarregionen und damit ein namhafter Fortschritt auf einem der wichtigsten Gebiete der Physik der Erde zu erhoffen sei.

Dieser Gedanke kam erst nach vielen Bemühungen seines Urhebers um die oben genannte Zeit zur Verwirklichung.

Vom August 1882 an waren alsdann ein Jahr hindurch, zum Teil noch etwas länger, zwölf Stationen innerhalb oder nahe bei der nördlichen Polarzone thätig, und zwei möglichst weit nach dem Südpol vorgeschobene, wobei man sich freilich mit etwas niedrigeren Breiten begnügen musste.

Deutschland hatte sich an diesem Unternehmen mit zwei grossen und einer kleinen Expedition beteiligt. Zur Durchführung des Werkes war eine Reichscommission eingesetzt worden, deren oberste Leitung ihren Sitz an der Seewarte in Hamburg hatte. Dort hatten die Vorbereitungen für die auszusendenden Expeditionen ihren Mittelpunkt gefunden, und dort sollten die Beobachtungsergebnisse verarbeitet werden.

Am 1. Februar 1883 wurde ESCHENHAGEN dieser Commission zugeteilt und dort fand er reichliche Gelegenheit, sich unter der Leitung des in magnetischen Untersuchungen so vielfach thätig gewesenen und so ausgezeichnet bewanderten Directors der Deutschen Seewarte, G. VON NEUMAYER, sowie des Directors des Marineobservatoriums in Wilhelmshaven C. BÖRGEN, mit dem Wesen und den Aufgaben der erdmagnetischen Forschung vertraut zu machen.

Die Bearbeitung der von den deutschen Polarstationen angestellten magnetischen Beobachtungen für das grosse Berichtswerk, an der ESCHENHAGEN mitzuwirken hatte, regten ihn bald zu eigenen Untersuchungen an, die teils in dem genannten Werke, teils anderwärts erschienen sind. Einige derselben behandelten allgemeinere Fragen aus dem Gebiete des

Erdmagnetismus, andere solche instrumenteller Natur; und damit betrat er das Arbeitsfeld, auf dem er später die schönsten Erfolge erringen sollte.

Im Dienste der Polarcommission blieb er bis zum 30. Juni 1887, dann wurde er Assistent an dem Marineobservatorium in Wilhelmshaven, wo ihm auch wieder in erster Linie die magnetischen Beobachtungen und deren Bearbeitung zufielen. Man geht jedoch kaum fehl, wenn man annimmt, dass seine Thätigkeit an einer Sternwarte, denn als eine solche darf man doch das Observatorium in Wilhelmshaven sicher auch bezeichnen, wesentlich dazu beigetragen hat, seinen Sinn für die äusserste Genauigkeit zu erwecken, sowie ihm die grosse Gewandtheit und Sicherheit im praktischen Rechnen zu verleihen, welche ihm später so sehr zu statten kamen. Aus der Zeit seiner Thätigkeit in Wilhelmshaven stammen ebenfalls eine Anzahl von Abhandlungen ähnlicher Art, wie die bereits erwähnten. Auch hat er damals schon mit einer magnetischen Landesaufnahme in engerem Rahmen begonnen, indem er die erdmagnetischen Elemente von 40 Stationen im nordwestlichen Deutschland bestimmte. Die Ergebnisse dieser Aufnahme wurden alsdann von dem hydrographischen Amt des Reichsmarineamtes veröffentlicht.

Inzwischen hatte die Reorganisation des Königlich Preussischen Meteorologischen Institutes im Herbst 1885 ihren Anfang genommen. Es war hierbei grundsätzlich vorausgesetzt, dass an dem bei Potsdam neben dem Astrophysikalischen Observatorium zu erbauendem Observatorium des Institutes — das Centralinstitut sollte in Berlin bleiben — nicht nur meteorologische, sondern auch erdmagnetische Beobachtungen anzustellen seien, und zwar wurde mit Rücksicht auf die geringeren und deshalb leichter zu beschaffenden Geldmittel im Frühjahr 1888 zuerst mit dem Bau des magnetischen Observatoriums begonnen.

Hierbei diente das von Hrn. Mascart im Parc St. Maur errichtete als Vorbild, doch wurde für Potsdam ein erheblich grösserer Maassstab gewählt; auch waren Heiz- und Ventilationsanlagen vorgesehen, um die Temperatur in den Beobachtungskellern constant, und die Luft rein zu erhalten. Desgleichen stand es fest, dass für die Registrirung die von Hrn. Mascart

construirten Magnetometer benutzt werden sollten, während für die directen Ablesungen-Apparate vorgesehen waren, wie sie nach Hrn. WILD in Pawlowsk verwendet werden.

Als es sich nun darum handelte, einen Leiter für das neue Observatorium zu finden, konnte die Wahl auf keinen anderen fallen, als auf ESCHENHAGEN, der sich mit solchem Nachdruck und so schönen Erfolgen auf die erdmagnetischen Studien verlegt hatte, und von dem man erwarten konnte, dass ihm noch eine recht lange erspriessliche Wirksamkeit vorbehalten sei.

Diese Voraussetzung sollte sich bezüglich der Dauer leider als trügerisch erweisen; dagegen war seine Gesamtleistung innerhalb der kaum 13 Jahre, die er an dem Observatorium in Potsdam wirkte, eine so hervorragende, dass sie ihm ein dauerndes Andenken in der Geschichte dieses Wissenszweiges sichert.

Als er am 15. April 1889 seine Stelle als Vorsteher des Observatoriums oder, wie es damals hiess, als Observator antrat, handelte es sich vor allem darum, die bereits bestellten Instrumente aufzustellen und zu ergänzen. Insbesondere war es notwendig, zu den MASCART'schen Instrumenten einen neuen Registrirapparat zu construiren, der es gestattete, die grösseren Räume des Potsdamer Observatoriums wirklich auszunutzen.

Diese Construction gelang ESCHENHAGEN in Verein mit dem Berliner Mechaniker WANSCHAFF in hervorragender Weise, und die gelieferten Registrirungen dürfen geradezu als mustergültig bezeichnet werden. Auch ermöglichte es ESCHENHAGEN durch seine rastlose, umsichtige Thätigkeit, dass bereits am 1. Januar 1890 mit den laufenden Beobachtungen begonnen werden konnte.

Von da an war sein Bestreben unablässig dahin gerichtet, die Feinheit und Zuverlässigkeit der magnetischen Beobachtungen immer mehr zu erhöhen. Dies war selbstverständlich nur möglich durch Vervollkommnung der magnetischen Messinstrumente, und so entstanden unter seiner Leitung und nach seinen Angaben in Verbindung mit ausgezeichneten Mechanikern eine Reihe teils wesentlich neuer Instrumente, teils vieler einzelner, scheinbar geringfügigerer, in Wahrheit aber doch sehr wichtiger Constructionen zur Ergänzung und Verbesserung bereits vorhandener.

Wie rasch alle diese Neuerungen Anerkennung fanden, geht daraus hervor, dass bald nach der Vollendung der ersten Einrichtungen des Observatoriums Fachgelehrte aus aller Herren Länder nach Potsdam kamen, um sich mit den dortigen Instrumenten und Beobachtungsmethoden vertraut zu machen, und ihre Reiseinstrumente zu vergleichen.

Es ist hier nicht der Ort, um auf Einzelheiten einzugehen, sondern es mag genügen, darauf hinzuweisen, dass Eschenhagen über seine Arbeiten in verschiedenen Abhandlungen berichtet hat, die in wissenschaftlichen Zeitschriften, insbesondere in der von Hrn. L. A. Bauer in Washington herausgegebenen „Terrestrial Magnetism", veröffentlicht sind, während eine zusammenhängende Beschreibung der gesammten Einrichtung und Ausrüstung des Potsdamer Observatoriums, soweit sie bis 1894 vollendet war, in „den Ergebnissen der Magnetischen Beobachtungen in Potsdam in den Jahren 1890 und 1891" zu finden ist. Mehrere inzwischen hinzugekommene, nach Eschenhagen's Angaben gebaute Instrumente sollen noch nachträglich in den Schriften des Observatoriums beschrieben werden.

Neben diesen Arbeiten instrumenteller Natur hatte er aber auch die Ausführung grosser weittragender Unternehmungen ins Auge gefasst.

So gab er nach einigen, auf privater Verabredung beruhenden Vorversuchen in kleinerem Maassstab im Jahre 1895 die Anregung zur Anstellung sogenannter Simultanbeobachtungen an den verschiedensten Observatorien der Erde, eine Anregung, die alsdann von Seiten des Meteorologischen Institutes in die Wege geleitet wurde.

Aehnliche internationale gleichzeitige Beobachtungen waren schon in den dreissiger Jahren des vorigen Jahrhunderts von den Mitgliedern des von Gauss und Weber ins Leben gerufenen magnetischen Vereins an den sogenannten Terminstagen ausgeführt worden. Auch während der Jahre 1882/83, d. h. in der Zeit der internationalen Polerforschung, wurden derartige Terminsbeobachtungen von neuem aufgenommen.

Nachdem nun inzwischen die Beobachtungshülfsmittel so sehr vervollkommnet waren, schien es angezeigt, abermals ähnliche, ausserordentlich verschärfte, absolut gleichzeitige

Beobachtungen in Gang zu bringen, da solche allein Aussicht gewähren, das Wesen der magnetischen Störungen zu enträtseln.

Wegen der grossen Mühe, die derartige Beobachtungen verursachen — die Ablesungen sollten von 5 zu 5 Secunden vorgenommen werden — beschränkte sich ESCHENHAGEN darauf, für das Jahr 1896 nur zwei einstündige Termine in Vorschlag zu bringen, wofür die Monate Februar und März gewählt wurden, d. h. jene Monate, in denen man die meisten Störungen zu erwarten hat.

Thatsächlich fiel auf eine dieser Stunden, nämlich am 28. Februar auf 6—7 Uhr Abends Greenwicher Zeit, eine starke magnetische Störung. Professor A. SCHMIDT in Gotha hat später die Beobachtungen dieser einen Stunde zum Gegenstand einer eingehenden Untersuchung gemacht und kam dabei zu dem Ergebnis, dass sich die Erscheinungen aus dem Vorüberziehen eines Wirbels elektrischer Ströme erklären lassen, dessen Mittelpunkt mit einer Geschwindigkeit von ungefähr 1 Kilometer in der Secunde die oberen Atmosphärenschichten in hohen nördlichen Breiten durcheilt.

Dieser Nachweis bildet eine der schönsten Errungenschaften der neueren erdmagnetischen Forschung.

Die hohen Anforderungen, welche die Ausführung solcher Terminsbeobachtungen an die Ausdauer der Beobachter stellt, veranlassten ESCHENHAGEN zu der Construction besonderer Registrirapparate, die es gestatten, viel kleinere und raschere Aenderungen der erdmagnetischen Elemente aufzuzeichnen, als es bis dahin möglich war, und die überdies die vielseitigste Verwendung zulassen. So zeigten sie sich z. B. zu der Untersuchung der Störungen durch elektrische Bahnen als hervorragend geeignet.

Indem ESCHENHAGEN einerseits noch kleinere Magnete benutzte, als vor ihm LAMONT und MASCART, andererseits aber anstatt der sonst zur Aufhängung dienenden Seidenfäden oder Drähte Quarzfäden nahm, wobei ein dickerer Faden gleich die beiden des Bifilars ersetzt, gelang es ihm, die Empfindlichkeit der Magnetometer ganz ausserordentlich zu steigern.

Gleichzeitig gab er den eigentlichen Registrirapparaten eine äusserst compendiöse Form, während eine einfache Ein-

rückungsvorrichtung gestattet, die Walze mit dem lichtempfindlichen Papier nach Belieben das eine Mal in 24 Stunden, das andere Mal in 2 Stunden einen Umlauf vollenden zu lassen. Dabei sind die Abmessungen der Walze so gewählt, dass die Stunde in dem einen Falle auf der Abscissenaxe 20 mm, in dem anderen 240 mm abschneidet.

Man kann dementsprechend diese Instrumente, denen ESCHENHAGEN den Namen der Feinregistrirapparate gegeben hat, ebensowohl zu den gewöhnlichen Registrirungen benutzen, als auch zu besonderen Zwecken, wie während der Terminstunden, wo man die höchsten Ansprüche zu stellen hat.

Wegen dieser ausserordentlich wertvollen Eigenschaften haben sie auch rasch eine grosse Verbreitung erlangt. Insbesondere sind die gegenwärtig in Gang befindlichen Polarexpeditionen beinahe sämtlich mit solchen Apparaten ausgerüstet.

Mit diesen Hülfsmitteln gelang es ESCHENHAGEN auch eine zwar schon etwas früher von Hrn. F. KOHLRAUSCH gelegentlich bemerkte Erscheinung genauer zu studiren, nämlich eigenartige, regelmässige rasch aufeinanderfolgende Schwankungen der erdmagnetischen Kraft, welche sich in den Curven als kleine Wellen darstellen und sogar zeitweise ganz ähnliche Bilder liefern, wie man sie in der Akustik durch Schwebungen erhält. Eine Erklärung dieser eigenartigen Wellen, denen ESCHENHAGEN den Namen der magnetischen Elementarwellen gegeben hat, ist jedoch bis jetzt nicht gelungen.

Neben diesen Arbeiten hat ESCHENHAGEN noch ein anderes grosses Unternehmen, das zwar auch schon bei der Reorganisation des Meteorologischen Institutes von vornherein in Aussicht genommen war, wirklich in Gang gebracht, und soweit gefördert, als es ihm bei seinem kurz zugemessenen Leben überhaupt möglich war: die magnetische Landesaufnahme Norddeutschlands.

Es wurde schon erwähnt, dass ESCHENHAGEN bereits vor seinem Eintritt in das Institut, abgesehen von einigen magnetischen Beobachtungen im Nordseegebiet, die erdmagnetischen Elemente an 40 Stationen im nordwestlichen Deutschland bestimmt hatte. Später schlossen sich daran magnetische Untersuchungen im Harz, deren höchst merkwürdige Ergebnisse im Jahre 1898 veröffentlicht wurden.

Nachdem nun wesentlich auf ESCHENHAGEN's Anregung in den Staatshaushaltsetat eine grössere Summe zur Durchführung der magnetischen Landesvermessung in grossem Stil eingesetzt war, konnte er im Jahre 1897 an die Ausführung dieses grossen Unternehmens gehen, für das er mit der ihm eigenen Umsicht und Sachkenntnis den Plan festgelegt und an dem er selbst bis zu seinem Tode unablässig mitgearbeitet hat, wenn er sich auch wegen seiner schwachen Gesundheit in den letzten Jahren nicht mehr an den Aufnahmen selbst beteiligen konnte.

Man entnimmt aus dem Gesagten und noch besser aus den zahlreichen von ihm ausgegangenen Veröffentlichungen, welche reiche wissenschaftliche Thätigkeit ESCHENHAGEN während kaum zwei Jahrzehnten und vor allem während seiner nur 12 Jahre umfassenden Wirksamkeit in Potsdam entfaltet hat.

Dies ist um so höher zu bewerten, je grösser die Schwierigkeiten waren, mit denen er infolge seiner Gesundheitsverhältnisse zu kämpfen hatte.

Bald nach dem Antritt seiner Stellung in Potsdam hatte er sich verheiratet, und ganz kurz darauf befiel ihn, mit Influenza beginnend, das tückische Leiden, das ihn in immer wiederkehrenden Angriffen dem frühen Tode entgegenführte.

Nur durch mehrfache Aufenthalte in Süden, sowie durch die äusserste Schonung, vor allem aber durch die niemals erlahmende Sorgfalt und Hingebung der treuen Gattin konnte er dem Leben so lange erhalten bleiben. Wer es mit angesehen hat, unter wie verschiedenen Gestalten das Leiden immer wieder und in immer verstärkten Formen auftrat, wie ihm insbesondere Jahre lang der für geistige Arbeit so notwendige gesunde Schlaf vorenthalten war, der wird seine Leistungen doppelt anerkennen.

Eine recht grosse Genugthuung gewährte es ihm, dass das unter seiner Leitung zu hohem Ansehen gelangte Observatorium während der letzten Jahre gewissermaassen zum Mittelpunkte der erdmagnetischen Arbeiten bei der von Deutschland ausgegangenen, dann aber auch von anderen Nationen aufgenommenen Südpolarforschung geworden ist, der sich auch die Norwegischen Expeditionen des Professors BIRKELAND in Christiania angliedern lassen.

Abgesehen davon, dass die Mitglieder der deutschen Expeditionen in Potsdam in den erdmagnetischen Messungen ausgebildet wurden, sandte man auch von anderwärts die Instrumente zur Prüfung dahin. Auch die bei den anderen Expeditionen für die magnetischen Beobachtungen bestimmten Gelehrten kamen nach Potsdam, um sich dort für ihre Aufgabe vorzubereiten oder wenigstens die letzte Unterweisung zu erhalten.

Aber gerade während diese Vorbereitungen im Laufe des Sommers getroffen wurden, waren seine Körperkräfte in raschem Abnehmen begriffen. Gegen Ende October versuchte er es noch mit einer elektrischen Lichtkur in Berlin, doch kam er so ermattet nach Potsdam zurück, dass er aus dem Wagen gehoben werden musste. Kurz nachher verschied er, und zwar an dem nämlichen Tage, an dem die Verleihung des Roten Adlerordens IV. Klasse an Allerhöchster Stelle vollzogen worden war.

Dies ist in kurzen Zügen das Lebensbild eines Gelehrten, reich an fruchtbringender Arbeit und wissenschaftlichen Erfolgen, die unter den erschwerendsten Leiden erkämpft werden mussten. Wenn es ihm trotzdem gelungen ist, so viel zu erringen, so war dies nur möglich durch unentwegtes Festhalten an dem von ihm selbst für sein Wirken erkorenen Wahlspruch:

„Klarheit im Plan, so fang ich's an,
Fest im Vollbringen, so wird's gelingen."

Wir aber werden ihm stets ein ehrendes Andenken bewahren.

Zur Erinnerung

an

Hans Bartsch von Sigsfeld.

Von R. Börnstein.

(Nachruf, gesprochen in der Sitzung vom 21. März 1902.)

(Vgl. oben S. 77.)

Vor wenigen Wochen wurde unserer Gesellschaft durch jähen Tod ein Mitglied entrissen, dessen persönliche Eigenschaften und wissenschaftliche Thätigkeit es uns nahe legen, seiner noch einmal gemeinsam zu gedenken. Der Physikalischen Gesellschaft seit 1898 angehörend, ist Hauptmann von Sigsfeld zwar in den Sitzungen nicht regelmässig erschienen, hat aber stets die Fortschritte unserer Wissenschaft mit regem Anteil verfolgt und durch eigene Beobachtungen zu mehren gesucht, sowie namentlich auch in militärischen Kreisen das Verständnis physikalischer Vorgänge und ihre Anwendung zu technischen und praktischen Zwecken mit ausserordentlichem Erfolge gefördert.

Rudolf Max Wilhelm Hans Bartsch von Sigsfeld wurde am 9. Februar 1861 zu Bernburg geboren als Sohn des herzoglich anhaltischen Forst- und Hofjägermeisters von Sigsfeld und seiner Gattin Amalie geb. von Herder. Auf dem Karlsgymnasium seiner Vaterstadt erhielt er die erste Schulbildung und zeigte schon früh eine durch treffliche Gesundheit unterstützte vielseitige und reiche Begabung. Namentlich war es schon damals die Physik, welche sein lebhaftes Interesse erregte und deren Lehren er zu bethätigen suchte, indem er mannigfache Maschinen aus den ihm zugänglichen Materialien (Cigarrenkisten, Draht u. dgl.) baute. Auch für Musik hatte er ein schönes Talent, musste aber den Unterricht in dieser Kunst unterbrechen, um den Ansprüchen der Schule in Latein

und Griechisch zu genügen. Er besuchte später die Gymnasien in Zerbst und in Greiz, bestand an letzterem Orte das Abiturientenexamen und bezog so vorgebildet die Technische Hochschule zu Berlin, um Ingenieur zu werden.

Bereits in jene Zeit fällt sein erster Versuch einer wissenschaftlichen Bethätigung. Der inzwischen verstorbene Dr. Wilhelm Zenker hatte eine photographische Methode zum genauen Aufzeichnen von Sternschnuppen ausgearbeitet und den Studiosus von Sigsfeld veranlasst, bei Ausführung der Messungen Hülfe zu leisten. Das Objectiv des photographischen Apparates wurde von der Camera getrennt und an einer Stimmgabel befestigt, welche man während der Aufnahme im Schwingen erhielt. Die Sternschnuppen zeichneten alsdann ihren Weg auf der Platte als Wellenlinie, und aus der Zahl der so aufgezeichneten Schwingungen, sowie aus der bekannten Tonhöhe der Stimmgabel konnte die scheinbare Geschwindigkeit der Sternschnuppe hergeleitet werden. Nachdem die Apparate auf dem Dache der Landwirtschaftlichen Hochschule aufgestellt waren, gedachte man in einer der durch Sternschnuppenfälle ausgezeichneten Nächte die Aufnahme zu bewirken. Leider war das Wetter so ungünstig, dass der stundenlange Regen keine einzige brauchbare Aufnahme zu stande kommen liess. Ich selbst verdankte jenem missglückten Unternehmen das erste persönliche Zusammentreffen mit Hrn. von Sigsfeld.

Auch mit der Technik des Luftfahrens, die er später in so reichem Maasse gefördert hat, begann er schon damals sich zu beschäftigen. Ein auf eigene Kosten hergestellter Ballon, dem er den Namen seines berühmten Urgrossvaters „Herder" gab, diente zu mehreren Fahrten und ermöglichte die Bearbeitung wissenschaftlicher Fragen. Eine damals namentlich durch Assmann studirte Aufgabe betraf die Bestimmung der wahren, durch Strahlung nicht beeinflussten Lufttemperatur. Für das inzwischen trefflich bewährte Aspirationspsychrometer war die endgültige Form noch nicht gefunden, und an den hierauf gerichteten Versuchen, sowie namentlich auch an der Erprobung des Instrumentes im frei fliegenden Ballon hatte von Sigsfeld regen und erfolgreichen Anteil. Gleichzeitig strebte er nach Klärung noch anderer Fragen. So hatte er damals (1888) einen Apparat construirt, welcher die Abnahme

der Schwerkraftsbeschleunigung mit wachsender Höhe erkennbar machen sollte, und zwar durch Vergleichen mit der elastischen Kraft einer metallenen Spiralfeder. Ergebnisse dieser Messungen sind indessen nicht bekannt geworden. Recht interessant dagegen gestaltete sich eine Messungsreihe über die Temperatur des Ballongases während der Fahrt. Ein im Innern des Ballons angebrachtes, dünnwandiges, cylindrisches Silbergefäss von 300 ccm Inhalt war durch ein enges Messingrohr mit einer im Ballonkorbe befindlichen Kapsel verbunden, welche ein Aneroidbarometer umschloss und mit einem Glasfenster zur Ablesung versehen war. Dies Luftthermometer war vorher auf Dichtigkeit geprüft und mit trockener Luft gefüllt, auch hatte man den Temperaturwert der Scalenteile ermittelt. Bei der am 23. Juni 1888 in ununterbrochenem hellem Sonnenschein ausgeführten Fahrt stieg nun die in der geschilderten Art gemessene Temperatur des Ballongases auf 58°, während die mit Aspirationsinstrumenten bestimmte Lufttemperatur bis 5,5° (in etwa 2400 m Höhe) sank. Eine so starke Strahlenwirkung hatte man vorher bei der Luftschifffahrt nocht nicht gekannt. Da aber die Fahrt mit einer längeren Schleifung und mit Zertrümmerung der Apparate endete, konnte man das Luftthermometer auf unverminderte Dichtigkeit nachher nicht mehr prüfen, und es blieb daher zunächst der Einwurf unwiderlegt, dass vielleicht in dem Metall des Apparates ein kleiner Riss entstanden und durch diesen Leuchtgas hineindiffundirt sein könnte. In solchem Falle würde, weil die innen befindliche trockene Luft langsamer heraus- als das Gas hineindiffundirt wäre, der Druck im Innern gleichfalls gestiegen sein und hätte eine starke Erwärmung vortäuschen können. Später sind indessen ähnliche Temperaturdifferenzen zwischen dem Füllgase und der äusseren Luft noch öfter gemessen worden, und namentlich von Sigsfeld selbst hat neuerdings dazu einen von Klingenberg construirten und der Wheatstone'schen Brücke nachgebildeten Apparat benutzt, welcher die Innentemperatur des Ballons aus dem elektrischen Leitungswiderstande eines auf einen Rahmen gewickelten langen und sehr dünnen Eisendrahtes zu bestimmen erlaubte. Er fand nicht nur Bestätigung der früheren Wahrnehmungen, sondern auch deren Ergänzung durch die weitere Beobachtung, dass bei

Nachtfahrten der Ballon durch Ausstrahlung unter die Temperatur der umgebenden Luft abgekühlt werden kann. Bei der — später nochmals zu erwähnenden — Fahrt vom 2. bis 4. November 1901 ergab sich Nachts eine Ballontemperatur, welche um 13° unter der Lufttemperatur lag.

Gegen Ende der achtziger Jahre verlegte von Sigsfeld seinen Wohnsitz nach Augsburg und München, um sich gewissen Aufgaben der praktischen Luftschifffahrt zu widmen, an denen er nunmehr unter teilweiser Mitwirkung des Hrn. Riedinger sowie des Freiherrn von Parseval thätig war. Ein äusseres Ergebnis jener Zeit war die Gründung des Münchener Vereins für Luftschifffahrt (1889). Sodann führten die damaligen Studien zur Construction des Drachenballons, dessen grosse militärische und wissenschaftliche Bedeutung seither allseitige Würdigung gefunden hat. Die für Fesselballons früher allein in Anwendung befindliche Kugelform hat den Nachteil beständiger Höhenschwankungen. Nur bei völliger Windstille, die aber in der Höhe überaus selten eintritt, kann ein solcher Ballon an unveränderter Stelle bleiben. Jede Luftbewegung drückt ihn herab, und zwar um so mehr, je stärker der Wind weht. Ist dies schon für Kriegszwecke bedenklich, weil dadurch im Korbe alles Beobachten, Zeichnen, Photographiren u. dgl. behindert wird, so erscheint der Fesselballon für den Dienst als „dauernde meteorologische Beobachtungsstation" völlig ungeeignet, solange es nicht gelingt, seine Höhe einigermaassen constant zu halten. Solche Beobachtungsstationen zu errichten, hatte die im Jahre 1896 zu Paris tagende Conferenz der Directoren meteorologischer Institute als besonders wichtig bezeichnet. Man konnte aber an ihre Verwirklichung erst denken, nachdem durch von Sigsfeld und Freiherrn von Parseval der Drachenballon construirt war. Die Erwägung, dass durch Wind ein gefesselter Kugelballon herabgedrückt, ein Drachen aber gehoben wird, führte zu der Vereinigung beider in derjenigen Form, welche nach mancherlei Vorversuchen schliesslich als die zweckmässigste erkannt wurde und jetzt für wissenschaftliche wie für militärische Zwecke allgemeine Anwendung gefunden hat.

Nach Berlin zurückgekehrt, kam von Sigsfeld in nähere Beziehung zur Militärluftschifffahrt. Schon 1882 hatte er

seiner einjährigen Dienstpflicht bei dem 2. Garde-Ulanen-Regiment genügt und war Reserveofficier dieses Regimentes geworden. Nun trat er zu der 1884 begründeten Luftschiffertruppe über, indem er zugleich den bürgerlichen Beruf des Ingenieurs verliess und als activer Officier sich der Luftschifffahrt endgültig widmete. Er wurde zunächst 1896 auf ein Jahr der Luftschiffer-Abteilung zur Dienstleistung überwiesen und sodann in derselben angestellt. Bis zuletzt hat er dieser Truppe angehört, seit 1900 als Lehrer an der Militär-Luftschifferschule.

Bemerkenswert aus dieser Zeit ist eine Arbeit: „Studien über das Ballonmaterial mit besonderer Hinsicht auf das elektrische Verhalten desselben", abgedruckt im Jahrgang 1897 der „Zeitschrift für Luftschifffahrt und Physik der Atmosphäre". Es werden darin Verhalten und Eigenschaften der Ballonstoffe besprochen, Beanspruchung auf Druck, Prüfung der Festigkeit, Bedeutung des Firnissens, Lichtempfindlichkeit, Durchlässigkeit für Gas und elektrische Eigenschaften. Zu der letzteren Untersuchung dürfte den äusseren Anstoss die am 26. April 1893 geschehene Explosion des Ballons „Humboldt" gegeben haben. Versuche, welche damals zur Klärung des Vorganges in Gemeinschaft mit den Herren Gross und Berson von mir angestellt wurden, liessen als wahrscheinlichen Grund der Entzündung die Entstehung eines elektrischen Funkens erkennen. Man überzeugte sich, dass der zum Teil aus Gummi bestehende Ballonstoff im trockenen Zustande isolirte und durch Reiben elektrisch wurde; und da jenem Unglücksfalle eine zehnstündige, in vollem Sonnenscheine zurückgelegte Fahrt vorausging, während welcher die Ballonhülle völlig trocken und isolirend geworden sein muss, so konnte vermutet werden, dass nach der Landung durch Zerren am Boden u. dgl. die Hülle eine zur Erzeugung des zündenden Funkens ausreichende Ladung angenommen habe. Nachdem von Sigsfeld bei seinen Stoffproben die nämlichen Eigenschaften gefunden, schlug er vor, die Gefahr des Zündens zu beseitigen und ein Austrocknen des Ballonstoffes zu verhindern durch Imprägniren desselben mit 10 proc. Chlorcalciumlösung. In der That hat dies überaus einfache Verfahren sich seither gut bewährt.

Erwähnt sei ferner eine von ihm angegebene Methode,

mittels buntfarbiger und verschieden schwerer Papierschnitzel festzustellen, ob und mit welcher Geschwindigkeit der Ballon gegen die umgebende Luft fällt. Die Fallgeschwindigkeit der weissen, roten, blauen Schnitzel beträgt $^1/_2$, 1, $1^1/_2$ m in der Secunde; wirft man ein Gemisch derselben aus dem Korbe, so bleiben neben dem Ballon diejenigen, welche seine Geschwindigkeit haben.

In den letzten Jahren war von Sigsfeld namentlich für die Förderung der Funkentelegraphie thätig. Gleich nach Bekanntwerden der Marconi'schen Erfindung hatte Seine Majestät der Kaiser befohlen, dass die Luftschiffer-Abteilung das Verfahren prüfen und für Heereszwecke ausbauen sollte. Durch eifriges Experimentiren brachte Hauptmann von Sigsfeld es zu eingehender Kenntnis der Vorbedingungen für richtiges und sicheres Arbeiten der Geber- und Empfangsapparate. Ueber die Eigenschaften der Frittröhren, die nötige Höhe des Empfängerdrahtes, die Fortpflanzung der elektrischen Wellen (wobei er eine der Lichtbeugung ähnliche Erscheinung bemerkte), die Resonanz und vielerlei andere Einzelheiten von physikalischer Bedeutung enthalten seine der Militärbehörde erstatteten Berichte eine Fülle interessanter Mitteilungen. Die im Kaisermanöver von 1900 erzielten praktischen Ergebnisse der Funkentelegraphie wurden von Allerhöchster Stelle durch Verleihung eines Ordens an von Sigsfeld anerkannt.

Der Versuch, über die Arbeiten von Sigsfeld's zu berichten, hat leider von vornherein wenig Aussicht auf Vollständigkeit, weil er schriftliche Aufzeichnungen nur ungern und darum in geringem Umfange zu machen pflegte. Eine bei seiner sonstigen Arbeitsfreudigkeit schwer verständliche, aber sehr ausgeprägte Abneigung gegen alles Schreiben beraubt uns der Möglichkeit, seine Erfahrungen voll auszunutzen. Es ist zu fürchten, dass aus diesem Grunde die in seinem Nachlass vorhandenen Notizen, welche anscheinend die Vorarbeiten einer zusammenhängenden Darstellung der Luftschifferkunst bilden, nicht für die Oeffentlichkeit verwendbar sein werden, weil es eben nur kurze Einzelheiten sind, die der sachkundigen Verarbeitung harrten. Wie sehr bedauerlich dieser Verlust ist, erkennt man aus den gelegentlich bekannt gewordenen Leistungen von Sigsfeld's in der praktischen

Ballonführung. Insbesondere waren es sparsame Ausnutzung von Gas und Ballast, sowie überaus geschickt ausgeführte Landungen, die ihm den wohlverdienten Ruf eines ausgezeichneten Ballonführers verschafften. Durch Sparen mit den im Ballon vorhandenen Gas- und Sandmengen wird die Zeit, während welcher der Ballon schwebend erhalten werden kann, vermehrt. Hierin hatte von Sigsfeld eine sonst unerreichte Leistung aufzuweisen durch seine vom 2. bis 4. November 1901 dauernde Fahrt, welche sich ohne Nachfüllung von Gas über 46 Stunden erstreckte. Dreimal wurde dazwischen gelandet und insgesamt 13 Stunden lang gerastet; war auch die Witterung still und die erreichte Maximalhöhe nur 400 m, so giebt doch der Verlauf dieser Fahrt einen überzeugenden Beweis von der völligen Beherrschung aller Einzelheiten durch den genialen Führer. Nicht minder gewandt pflegte er seine Landungen zu bewirken. Die hergebrachte Regel geht dahin, dass man durch Ventilziehen die Landung einleitet, den des Auftriebes beraubten Ballon bis in die Nähe des Bodens fallen lässt und dann seinen Fall durch Auswerfen von Ballast mildert. Deswegen muss man stets einige gefüllte Sandsäcke „für die Landung reserviren", wie der herkömmliche Ausdruck lautet. Nun wird allerdings der sinkende Ballon bereits um das Gewicht des schweren Schleppseiles entlastet, welches vom Korbring herabhängt und sich auf den Boden legt, während der Ballon noch schwebt. Dazu kommt die Vermehrung des Auftriebes wegen der steigenden Temperatur des Füllgases, denn indem beim Herabsinken der Ballon unter höheren Luftdruck kommt, erfährt die Füllung eine dynamische Erwärmung im Betrage von 1^0 auf 100 m Höhe, während die umgebende Luft gewöhnlich nur etwa halb so viel Temperaturunterschied bei gleicher Höhendifferenz zeigt. von Sigsfeld liebte es, diese Umstände für ein Verfahren zu benutzen, das er „dynamische Landung" nannte. Er entzog durch Ventilöffnen dem Ballon nur soviel Auftrieb, dass derselbe zwar herabsank, aber nahe über dem Boden wieder in das Gleichgewicht kam, und vermied auf diese Art nahezu oder auch ganz vollständig das zum „Abfangen" des Fallens sonst übliche Ballastwerfen. Zudem war es bei diesem Verhalten möglich, den in geringer Höhe schwebenden Ballon durch hülfreiche Menschen an einem Seil

oder am Schleppgurt zur nächsten Bahnstation ziehen zu lassen und den meist lästigen Wagentransport zu vermeiden. Kam man dabei an eine Telegraphenlinie, so wurde wohl der Ballon herabgezogen, bis der Korb auf den Boden stiess und abprallte, worauf der Ballon sich hoch genug hob, um die Drähte ungefährdet zu überschreiten.

Bei solchen Gelegenheiten war von Sigsfeld unerschöpflich im Ausdenken und Durchführen immer neuer Lösungen für die Aufgaben, welche der Augenblick bot. Und ebenso erfindungs- und erfolgreich zeigte er sich im Laboratorium, wenn es galt, eine gewünschte Wirkung mit den gerade verfügbaren Mitteln zu erzielen. Seine Apparate gewannen mitunter sonderbare Gestalt, wenn er nämlich daran Gegenstände, wie sie ihm eben zur Hand waren, angebracht und denselben Functionen zugewiesen hatte, für welche sie nach Form oder Material ungewöhnlich schienen. Aber alle derartigen Constructionen stimmten überein in der vollendeten Zweckdienlichkeit; jedes Stück erfüllte nicht bloss die Absicht des Experimentators, sondern erfüllte sie auch auf die einfachste und sicherste Weise. Er war gewöhnt, in seinem technischen Denken die geraden und kürzesten Wege zu finden, weil er geniales Erfassen des ursächlichen Zusammenhanges mit mechanischer Geschicklichkeit in seltenem Grade vereinte. Unter seinen Freunden pflegte man seine Leistungsfähigkeit durch die Behauptung zu kennzeichnen, dass er aus Pappe und Siegellack eine gehende Dampfmaschine herstellen könne.

Die Zahl seiner Freunde aber war schier unbegrenzt, denn mit den geschilderten Gaben des Geistes verband er eine geradezu kindliche Liebenswürdigkeit. Wie er in der Jugend sich die Zuneigung seiner Lehrer und Mitschüler erwarb, so schien es ihm auch im späteren Leben selbstverständlich, seine reiche Erfahrung und sein technisches Können ebenso wie seinen materiellen Besitz in den Dienst eines Jeden zu stellen, der ihn um Rat oder Hülfe anging, und gross ist die Zahl derer, welche ihm Förderung wissenschaftlicher oder technischer Leistungen verdanken. So hat er rege und erfolgreich an den von Hrn. Grafen Zeppelin ausgeführten Versuchen mit einem lenkbaren Luftschiff sich beteiligt. Und nicht minder sind wir Meteorologen ihm zu Dank verpflichtet für die Führung

einer Anzahl wissenschaftlicher Luftfahrten. Dabei pflegte er sich keineswegs auf die blosse Thätigkeit des Ballonführers zu beschränken, sondern übernahm stets auch einen Teil der Beobachtungen, denen er namentlich bei luftelektrischen Studien ebenso viel Interesse wie Verständnis entgegenbrachte. Eine derartige Fahrt war auch diejenige vom 1. Februar d. J., bei welcher wir ihn verlieren mussten; mit liebenswürdiger Bereitwilligkeit hatte er, wie schon oftmals, seine Mitwirkung zugesagt, und half dem Beobachter Dr. Linke bei den Vorbereitungen zur Messung der Elektricitätszerstreuung. Als wir ihn morgens 9 Uhr in gewohnter Fröhlichkeit den Korb besteigen und die Fahrt antreten sahen, ahnte Niemand, dass wir ihn zum letzten Mal begrüssten. Nach schöner, von hellem Sonnenschein begleiteter Fahrt befanden sich die Luftschiffer bereits um 2 Uhr in der Nähe von Antwerpen; der starke Wind, welcher diese schnelle Reise zuwege gebracht hatte, gestaltete die Landung zu einer sehr stürmischen, und bei dem Dorfe Zwyndrecht wurden beide Insassen nacheinander durch die gewaltsamen Erschütterungen aus dem Korbe geschleudert. Während Dr. Linke mit einer Verrenkung des rechten Armes davon kam, erlitt Hauptmann von Sigsfeld einen Beinbruch und eine schwere Verletzung der Wirbelsäule, die ihm einen, wie es scheint, raschen und schmerzlosen Tod bereitete.

Die Grösse dieses Verlustes und die besonderen Umstände, welche den Unglücksfall begleiteten, legen die Frage nahe, ob es nicht möglich gewesen wäre, durch irgendwelche Vorsichtsmaassregeln das Unheil zu vermeiden, und ob vielleicht Fehler begangen wurden, deren rechtzeitige Erkenntnis den entsetzlichen Vorgang verhindert hätte. Sowohl die Militärbehörde und die Kameraden des Verstorbenen, als auch die Techniker und die wissenschaftlichen Männer des Vereins für Luftschifffahrt haben sich um Klärung der Sachlage eifrig bemüht. Aber allseitig kam man dazu, jene Fragen zu verneinen. Was den starken Wind jenes Tages betrifft, so war seine Heftigkeit am Boden nicht zu gross für normale Abfahrt und Landung; zwei andere Ballons sind in der nämlichen Stunde vom gleichen Platze abgefahren und im Laufe des Tages ohne Unfall gelandet, obgleich beide von Officieren geführt wurden, deren praktische Erfahrung derjenigen von Sigsfeld's nach-

stand. Auch vermochte er trotz des Windes seinen Ballon ordnungsmässig an den Boden zu bringen und zu entleeren, ohne dass derselbe verletzt worden wäre. Aber der Korb wurde beim Erreichen des Bodens durch seitlichen Zug des vom Winde getriebenen Ballons gewaltsam umgeworfen, und Dr. Linke, der sich auf der nunmehr unten liegenden Korbseite an den Seilen hielt, wurde derartig gegen den Boden gestossen, dass er mit verletztem Arm ausser stande war, sich länger festzuhalten, und aus dem Korbe geschleudert wurde. Wenn dieser, welcher beide Hände zum Festhalten frei hatte, doch nicht im Korbe zu bleiben vermochte, so war das Nämliche um so schwerer für den Führer, welcher nicht nur auf seine Sicherheit bedacht sein durfte, sondern das Aufreissen der Ballonhülle rechtzeitig besorgen musste, um die rasche Entleerung des Gases und das Ende der Schleiffahrt zu erwirken. Man fand seine Leiche neben der Reissleine ausserhalb des Korbes und nur wenige Schritte von demselben entfernt, in etwa 2 Kilometer Abstand von jener Stelle, wo der erste Aufprall auf den Boden geschehen und Dr. Linke herausgefallen war. Vielleicht hat von Sigsfeld bei jenem ersten Aufprall den Beinbruch erlitten, welchen man später constatirte, ist dann im Korbe weitergeflogen, bei dessen endgültigem Niedergange ausser stande gewesen, sich festzuhalten, und mit dem Kopf gegen den gefrorenen Boden geschleudert worden. Wie dieser schmerzliche Verlust hätte abgewendet werden können, das vermögen wir nicht zu sagen. Eine Reihe unheilvoller Umstände, welche sich der menschlichen Einwirkung entziehen, hat zusammengewirkt, um mittels höherer Gewalt ein Unglück herbeizuführen, das wir aufs Tiefste beklagen. In jugendlicher Schaffenskraft ist der Verstorbene dahingegangen als ein Held, der im Dienste der Wissenschaft sich selbst freudig einsetzte. Dem tüchtigen Manne und liebenswerten Menschen werden wir eine ehrenvolle und dankbare Erinnerung allezeit bewahren.

Ueber die gegenseitige Zuordnung der Elemente zweier Scharen nach den Gesetzen des Zufalls; von M. Thiesen.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 21. März 1902.)

(Vgl. oben S. 77.)

1. Boltzmann, dem wir den klassischen Beweis des von Maxwell aufgefundenen Gesetzes über die Verteilung der Geschwindigkeiten auf die einzelnen Gasmolecüle verdanken, hat versucht, dieselbe Verteilung noch auf einem anderen von besonderen Voraussetzungen freien Wege abzuleiten, nämlich dadurch, dass er untersucht, wie sich nach den Gesetzen des Zufalls die Elemente einer Mannigfaltigkeit (Energie oder Geschwindigkeit oder Componenten der Geschwindigkeit) auf die einer anderen (die Molecüle) verteilen.[1])

Dies Princip des Zufalls ist wohl berufen, eine grosse Rolle bei der Begründung physikalischer Grundgesetze zu spielen; im vorliegenden Falle ist es aber, wie mir scheint, nicht ganz glücklich angewandt worden. Zunächst macht sich schon in der Darstellung ein Schwanken in der Annahme dessen bemerkbar, was auf die Molecüle zu verteilen sei; eine Rechtfertigung der schliesslichen Annahme, die unabhängig von der Kenntnis des auf anderem Wege gewonnenen Resultates wäre, ist nicht gegeben. Ebenso wird sogar der Modus der Verteilung von der Richtigkeit des Resultates abhängig gemacht. Endlich aber halte ich auch die Analyse Boltzmann's für falsch.

Diese Behauptung soll zunächst mit einigen Worten begründet werden.

Boltzmann führt zwar die Grundformel, auf welcher meine spätere Auseinandersetzung aufgebaut ist, in einer allgemeineren Form auch an und findet keine Gründe, den Ver-

1) L. Boltzmann, Sitzungsber. d. k. Akad. d. Wissensch. zu Wien 76. p. 373. 1877; vgl. auch: Vorlesungen über Gastheorie 1. p. 38. 1896.

teilungsmodus, der auf sie führt, von vornherein zu verwerfen; er verwirft die Formel aber doch, weil sie zu einem unbestimmten, mit dem MAXWELL'schen Verteilungsgesetze nicht stimmenden Resultate führe. Nun glaube ich, wenn auch der directe Beweis schwierig sein dürfte, dass der von BOLTZMANN angenommene mit dem verworfenen Verteilungsmodus übereinstimmt, und dass das verschiedene Resultat eben nur auf der falschen Analyse beruht.

BOLTZMANN geht nämlich davon aus, dass ein gewisser Ausdruck, der die Wahrscheinlichkeit der Verteilung darstellt, ein Maximum werden muss. Die zu variirenden Grössen, nämlich die Zahl der Molecüle, welche eine bestimmte Energie haben, sind nach der Natur des Problems gar nicht stetig, sondern schreiten nach ganzen Einheiten fort; um das Problem überhaupt auf seine Weise behandeln zu können, muss BOLTZMANN diese Grössen durch andere stetige ersetzen. Dieser Ersatz wäre erlaubt, wenn die Grössen sämtlich sehr grossen Zahlen entsprächen, und BOLTZMANN macht auch diese Annahme. Aber diese Annahme ist ohne willkürliche Nebenannahmen gar nicht mit den Bedingungen vereinbar, und sie entspricht auch gar nicht dem Resultate von BOLTZMANN's eigener Rechnung, nach welcher vielmehr die Zahl der Molecüle, denen einigermaassen grosse Geschwindigkeiten zukommen, sich der Null nähert.

Ich will mich hier auf diese Andeutungen beschränken und jetzt meine eigene Behandlung des Problems geben.

2. Um Vorstellung und Ausdrucksweise zu fixiren, nehmen wir an, dass p Kugeln in n Fächer nach den Gesetzen des Zufalles zu verteilen sind; wir suchen die Wahrscheinlichkeit w_s, dass auf ein bestimmtes Fach s Kugeln kommen.

Diese Wahrscheinlichkeit ist gleich der Wahrscheinlichkeit, dass die ersten s Male eine, späterhin keine Kugel auf das Fach trifft, multiplicirt mit der Permutationszahl; also:

$$(1) \qquad w_s = \binom{1}{n}^s \binom{n-1}{n}^{p-s} \frac{p!}{s!\,p-s!}.$$

Es möge nun, bei constantem $\lambda = p/n$, n unendlich werden, so ist $p!/p-s! = p^s$ und $n-1/n = e^{-1/n}$ zu setzen; man erhält also für die obige Wahrscheinlichkeit, wenn die Zahl

der Fächer und Kugeln sehr gross, das Verhältnis beider Zahlen aber ein bestimmtes ist:

$$w_s = e^{-\lambda} \frac{\lambda^s}{s!}. \tag{2}$$

Wir wollen uns jetzt die Fächer so klein denken, dass auf jedes Fach höchstens eine Kugel kommen kann, dafür aber eine grössere Zahl m solcher Fächer zusammenfassen und die Wahrscheinlichkeit u_s suchen, dass in diesen m Fächern s Kugeln sind. Es ist

$$u_s = w_1^s \, w_0^{m-s} \frac{m!}{s!\, m-s!},$$

oder falls m sehr gross, λ sehr klein und $m\lambda = \mu$ angenommen wird:

$$u_s = e^{-\mu} \frac{\mu^s}{s!}, \tag{3}$$

vollständig der Formel (2) entsprechend.

Die Gesamtheit der kleinen Fächer kann man jetzt als Continuum ansehen; u_s ist dann die Wahrscheinlichkeit, dass in einem Raume s Kugeln vorhanden sind, wenn durchschnittlich in einem Raume derselben Grösse sich deren μ befinden.

3. Um den Uebergang von einer beschränkten Zahl von Kugeln zu einer sehr grossen Zahl und wenn angänglich zur continuirlichen Massenverteilung leichter zu gewinnen, führen wir jetzt U_s, die Wahrscheinlichkeit dafür ein, dass die Zahl der Kugeln gleich s oder grösser ist. Es ist dann

$$U_s = e^{-\mu} \left\{ \frac{\mu^s}{s!} + \frac{\mu^{s+1}}{s+1!} + \frac{\mu^{s+2}}{s+2!} + \ldots \right\}. \tag{4}$$

Nun ist, wie man sofort durch Differentiation nachweist,

$$U_s = \frac{1}{s-1!} \int_0^{\mu} dx\, e^{-x} x^{s-1}, \tag{5}$$

oder auch

$$U_s = 1 - \frac{1}{s-1!} \int_{\mu}^{\infty} dx\, e^{-x} x^{s-1}; \tag{6}$$

der Rest in der Entwickelung der Exponentialfunction ist also durch die von SCHLÖMILCH sogenannte unvollständige Gammafunction ausgedrückt.[1])

Die bekannten Entwickelungen dieser Function versagen für den hier hauptsächlich interessirenden Fall, dass μ und s sehr gross sind, zugleich aber μ nahe an s liegt. Doch gelangt man in folgender Weise zu zweckmässigen Ausdrücken.

Man nehme das Mittel aus (5) und (6) und verschmelze die Grenzen der beiden Integrale mittels des DIRICHLET'schen discontinuirlichen Factors. Dann erhält man

$$(7) \quad U_s = \tfrac{1}{2} + \frac{1}{\pi(s-1)!} \int_0^\infty \int_0^\infty \frac{dx\,dy}{y} e^{-x} \sin[y(\mu - x)]\, x^{s-1}.$$

Zu demselben Ausdrucke kann man auch durch das Schleifenintegral

$$U_s = \frac{1}{2\pi i} \int \frac{e^{\mu z}}{(1+z)^s} \frac{dz}{z}$$

gelangen. Führt man nun in (7) die Integration nach x aus, so ergiebt sich

$$(8) \qquad U_s = \tfrac{1}{2} + \frac{1}{\pi} \int_0^\infty \frac{dy \sin[y\mu - s\eta]}{y(1+y^2)^{s/2}}, \qquad y = \operatorname{tg}\eta.$$

Ist s sehr gross, so rühren die Terme, welche Einfluss auf den Integralwert haben, wegen des Nenners nur von sehr kleinen Werten von y her; man kann dann $y = \eta$ setzen und übersieht leicht, dass das Integral nahe gleich dem DIRICHLET'schen discontinuirlichen Factor wird. Es ist also $U_s = \frac{1}{2}$ für $s = \mu$; $U_s = 0$ für $s > \mu$; $U_s = 1$ für $s < \mu$; d. h. es ist bei einer sehr grossen Zahl von Kugeln sehr unwahrscheinlich, dass in einem Fache wesentlich mehr oder wesentlich weniger als der Durchschnitt vorhanden ist.

Wir treiben die Annäherung aber weiter und bestimmen zunächst $U_{s,s}$, den Wert von U_s für $s = \mu$. Man kann, immer unter der Voraussetzung eines grossen s, η nach Potenzen von y und darauf den Sinus entwickeln; die Integration ist

1) Vgl. Encyklopädie d. math. Wissensch. 2. p. 158. Leipzig 1899.

dann sofort ausführbar und führt auf Gammafunctionen. Behält man nur die ersten Glieder der halbconvergenten Entwickelung bei und vereinfacht auch diese unter der Voraussetzung, dass s sehr gross ist, so erhält man

$$(9) \qquad U_{s,s} = \tfrac{1}{2} + \frac{1}{\sqrt{18\pi s}}\left(1 + \frac{1}{180 s} - \frac{25}{2016 s^2} + \cdots\right).$$

Obgleich unter Voraussetzung sehr grosser Werte von s abgeleitet, giebt der Ausdruck schon für mässige Werte eine sehr gute Näherung; die beiden ersten Terme geben 0,63298 statt 0,63212 für $s = 1$ und für grössere Werte einen Fehler von höchstens 0,00004.

Aus (5) folgt nun

$$U_s = U_{s,s} + \frac{1}{s-1!}\int_s^\mu dx\, e^{-x} x^{s-1},$$

oder auch bei Einführung von $\nu = \mu - s$

$$U_s = U_{s,s} + \frac{e^{-s} s^s}{s!}\int_0^\nu dy\, e^{-y}\left(1 + \frac{y}{s}\right)^{s-1}.$$

Entwickelt man diesen Ausdruck für grosse s bei endlichen ν nach absteigenden Potenzen von s und führt dann noch μ an Stelle von s in die Entwickelung ein, so erhält man schliesslich

$$(10) \quad \begin{cases} U_s = \tfrac{1}{2} + \dfrac{1}{\sqrt{2\pi\mu}}\left\{\tfrac{1}{3} + \nu + \dfrac{1}{\mu}\left(\dfrac{1}{540} + \dfrac{\nu}{12} - \dfrac{\nu^2}{6}\right)\right. \\ \qquad \left. + \dfrac{1}{\mu^2}\left(-\dfrac{25}{2016} + \dfrac{\nu}{160} + \dfrac{\nu^2}{24} - \dfrac{\nu^3}{36} - \dfrac{\nu^4}{24} + \dfrac{\nu^5}{40}\right) + \cdots\right\}. \end{cases}$$

4. Die vorstehend gegebenen Ausdrücke für u_s und U_s gestatten leicht, beispielsweise die Frage zu beantworten, wie gross die Wahrscheinlichkeit sei, dass in einem bestimmten Raume zu einer bestimmten Zeit s oder s bis s_1 Gasmolecüle seien, wenn dem Durchschnitte nach in ihm μ Molecüle vorhanden sein müssten. Aber es ist unmöglich anzugeben, wie gross die Wahrscheinlichkeit einer bestimmten procentischen Abweichung der Dichte in einem Raume sei, wenn man die Zahl der kleinsten voneinander unabhängigen Teile nicht anzugeben vermag, und eine continuirliche Materie würde, nach

den Gesetzen des Zufalls allein, eine durchaus gleichmässige Verteilung erfordern. Der Grundgedanke BOLTZMANN's, der die continuirliche Energie auf die Molecüle verteilen will, ist daher von vornherein abzuweisen.

Nun lassen sich aber doch Fälle angeben, in denen ein Continuum durch den Zufall nach anderen Gesetzen geteilt wird. Denken wir uns einen Stab in eine bestimmte Zahl von Stücken geteilt, so ist von vornherein klar, dass die Länge der Stücke nicht die gleiche sein, sondern sich in einer bestimmten Weise um einen Mittelwert gruppiren wird. Nur sind in diesem Falle nicht die Elemente des Continuums, sondern vielmehr die discreten Schnitte nach den Gesetzen des Zufalls auf das Continuum zu verteilen; identificiren wir daher den Stab mit der Gesamtheit unserer Fächer und die Schnitte mit den Kugeln, so fällt das Problem mit dem zuletzt behandelten zusammen, und nur die Fragestellung wird eine andere.

Fragen wir also unter den Bedingungen, die zu Gleichung (3) führten, nach der Wahrscheinlichkeit v_s, dass eine Kugel im Fache s aber in keinem der früheren liegt, so finden wir

$$v_s = w_0^{s-1} w_1 = \lambda e^{-\lambda s}.$$

Ist nun, in dem anderen Bilde, $n\,dx = 1$ die Gesamtlänge des Stabes, die wir der Einheit gleichsetzen, $s\,dx = x$ die Länge des abgeschnittenen Stückes, p die Zahl der Schnitte in der Längeneinheit, so wird $\lambda = p\,dx$, und daher die Wahrscheinlichkeit, dass eine abgeschnittene Länge zwischen x und $x + dx$ liegt,

$$v_x dx = e^{-xp} p\,dx, \tag{11}$$

und die Wahrscheinlichkeit, dass ein abgeschnittenes Stück gleich x oder länger sei

$$V_x = \int_x^\infty v_x dx = e^{-xp}. \tag{12}$$

Diese Formeln gelten immer, wenn discrete Elemente auf ein Continuum zu verteilen sind.

5. Den eigentlichen Anlass zur Anstellung und Veröffentlichung der vorstehenden Untersuchung hat mir weniger die erwähnte Arbeit BOLTZMANN's als die Fortsetzung

meiner Untersuchungen über allgemeine Naturconstanten gegeben. Es scheint in der Natur gewisse kleinste Mengen von verschiedener Dimension und in solcher Zahl zu geben, dass sich alle physikalischen Grössen durch sie messen lassen. Bekannt sind die Elementarquanta der Materie und der Elektricität; eine weitere Grösse dieser Art hat die Dimension einer Entropie und ist wesentlich gleich der reciproken LOSCHMIDT'schen Zahl; ich habe mich gewöhnt, sie als Epimonie zu bezeichnen.

Sind nun diese Elementargrössen wirklich voneinander unabhängig, so wird man erwarten dürfen, dass sie miteinander nach den hier untersuchten Gesetzen des Zufalles in Verbindung treten und man wird daraus Grundgesetze ableiten dürfen, während eine andere Auffassung eintreten muss, wenn man z. B. findet, dass, wie es wohl der heutigen Anschauung entspricht, stets ein Elementarquantum der Elektricität mit einem solchen der Materie verbunden ist.

6. Ich kehre jetzt nochmals zu dem BOLTZMANN'schen Problem zurück. BOLTZMANN wählt schliesslich für die Grössen, die nach den Gesetzen des Zufalls zu verteilen sind, die Componenten der Geschwindigkeit. Diese aber haben eine andere Natur als die bisher betrachteten, da sie positiv und negativ sein können. Die Bedingungen der Verteilung sind also in anderer Weise etwa wie folgt zu stellen.

In einen Kasten, der eine grössere Zahl von Kugeln enthält, wird in p unter sich gleichwertigen Operationen s mal eine Kugel hineingelegt, p—s mal aus ihm herausgenommen, sodass im Ganzen $p - 2s = q$ Kugeln fortkommen. Wie gross ist w_q, die Wahrscheinlichkeit von q?

Es ist offenbar

$$(13) \qquad w_q = \left(\frac{1}{2}\right)^s \left(\frac{1}{2}\right)^{p-s} \frac{p!}{s!\,p-s!} = \frac{1}{2^p} \frac{p!}{\frac{p-q}{2}!\,\frac{p+q}{2}!}.$$

Ist nun p sehr gross, so wird durch Anwendung der STIRLING'schen Formel

$$w_q = \frac{2}{\sqrt{2\pi p}} e^{-\frac{q^2}{2p}},$$

Setzt man jede Kugel dem Element einer Grösse $\sqrt{2}\,p\,t$ gleich, so erhält man daraus

$$w_t\,dt = \frac{2}{\sqrt{\pi}}\,e^{-t^2}\,dt, \tag{14}$$

das bekannte Gesetz für die Verteilung von Beobachtungsfehlern. Dasselbe ist hier unter der schon von BESSEL gemachten Annahme abgeleitet, dass jeder Fehler von vielen untereinander gleichwertigen Ursachen herrührt.

Dasselbe Gesetz, auf die Geschwindigkeitscomponenten angewandt, führt nun auch thatsächlich zu der MAXWELL'schen Verteilung. Man findet diese, wenn man den einzelnen Molecülen ohne Wahl positive und negative Geschwindigkeitscomponenten in sehr kleinen Portionen zuteilt und damit fortfährt, bis die bestimmte Gesamtenergie erreicht ist. Ob und wie sich aber aus dieser Betrachtung ein Beweis der MAXWELL'schen Verteilung ableiten lässt, muss dahingestellt bleiben.

Ueber die Reflexion der Kathodenstrahlen und eine damit verbundene neue Erscheinung secundärer Emission;

von L. Austin und H. Starke.

(Vorgelegt in der Sitzung vom 21. März 1902.)

(Vgl. oben S. 77.)

---

1. Vorliegende Arbeit wurde begonnen in der Absicht, die Abhängigkeit der Gesamtreflexion vom Incidenzwinkel zu bestimmen.

Der Gesamtbetrag der diffusen Reflexion, welche Kathodenstrahlen bei normalem Einfallswinkel an einem erdabgeleiteten Metallblech erleiden, ist von dem einen von uns des näheren untersucht worden.[1]) Das Hauptresultat der citirten Arbeiten ist, dass 1. sich die einzelnen Metalle in dieser Beziehung verschieden verhalten, indem beispielsweise Kupfer 45 Proc. der auffallenden Menge, Aluminium dagegen nur 28 Proc. zurückwirft, dass 2. die Reflexion unabhängig ist vom Entladungspotential, bei welchem die Kathodenstrahlen entstehen, wenigstens in den Grenzen von 4000—10000 Volt.

Für die Versuche mit schiefem Einfallswinkel wurde zunächst die Methode und Röhre benutzt, welche in der zweitcitirten Arbeit auf p. 98 beschrieben ist. Der Raum, in welchem sich der drehbare Reflector befand, war innerhalb der Röhre allseitig mit engmaschigem Messingdrahtnetz umhüllt, ebenso wie auch das Galvanometer (Siemens & Halske, System Desprez-d'Arsonval mit 10000 Ω Widerstand) und die Leitung zu demselben vollkommen elektrostatisch geschützt wurde. Die Einrichtung war so getroffen, dass es nur der Herausnahme eines Schliffes bedurfte, um Reflectoren verschiedener Metalle leicht auswechseln zu können. Die Kathodenstrahlen wurden durch eine Influenzmaschine mit zwei beweglichen Platten erzeugt.

1) H. Starke, Wied. Ann. **66.** p. 49. 1898; Ann. d. Phys. **3.** p. 75. 1900.

Mit einer solchen Röhre zeigt sich nun folgendes: Wenn die Kathodenstrahlen senkrecht auf den Reflector treffen, so zeigt das Galvanometer, durch welches hindurch er zur Erde geleitet ist, einen negativen Strom an, herrührend von der in den Strahlen transportirten Elektricitätsmenge. Der Strom giebt aber nicht diese gesamte Menge an, weil von dieser ein Teil durch die diffuse Reflexion dem Reflector verloren geht. Dreht man nun den Reflector um eine in seiner Ebene liegende Axe, so nimmt der Strom immer mehr ab, wird Null; und dann zeigt sich die auffallende Erscheinung, dass er bei weiter wachsendem Incidenzwinkel (bei ca. 70°) positiv wird; dieser positive Strom wächst immer mehr, je schiefer die Strahlen auffallen, und kann Werte erreichen, welche grösser sind als der negative Strom bei normaler Incidenz. Folgende Tabelle giebt die Grösse des Galvanometerausschlages für verschiedene Incidenzwinkel bei einem fein polirten Kupferblech:

Winkel	Galvanometer-Ausschlag
0°	− 72
20	− 69
40	− 58
60	− 23
70	+ 6
80	+ 57
85	+ 91
87	+ 101

Entladungspotential 6500 Volt.

Diese Erscheinung beobachtete auch schon C. Swinton[1]), indem er fand, dass ein Platinblech bei schiefem Auffallen von Kathodenstrahlen sich auf einige Volt positiv ladet.

2. Das Auftreten eines positiven Stromes zeigt, dass es nicht die Reflexion allein ist, welche den negativen Reflectorstrom schwächt, sondern dass hier noch ein zweiter unbekannter Effect auftritt, welcher eine Aufnahme positiver oder Abgabe negativer Elektricität des Reflectors von seiner Umgebung bez. an dieselbe bewirkt.

Durch die Auffindung dieser Thatsache wurde der Plan der Arbeit geändert, welche sich jetzt mit der näheren Unter-

1) C. Swinton, Proc. Roy. Soc. **64.** p. 395. 1899.

suchung dieses unbekannten Effectes und der Möglichkeit einer Trennung desselben von dem Vorgang der Reflexion befasste.

3. Die Frage nach der Natur dieses unbekannten Effectes könnte auf dreierlei Weise beantwortet werden:

a) Die positive Elektricität kann herrühren von einer von der Entladungsröhre ausgehenden, positive Elektricität mit sich führenden Strahlung, beispielsweise von Canalstrahlen, welche vielleicht dadurch entstehen könnten, dass trotz Anwendung der Influenzmaschine als Stromquelle doch Entladungen von der der gewöhnlichen entgegengesetzten Richtung durch die Entladungsröhre gehen.

Der + Strom, den diese Strahlen im Galvanometer erzeugen würden, superponirt sich über den negativen Kathodenstrahlenstrom, ihn schwächend. Wenn bei grosser Neigung des Reflectorbleches die Reflexion etwa sehr gross, also der Kathodenstrahlenstrom sehr schwach würde, so könnte dann dieser + Strom überwiegen.

b) Der + Strom kann seine Entstehung verdanken der Bildung einer Art von galvanischem Element in der Röhre. Das direct zur Erde geleitete Messingdrahtnetz, sowie der meist aus anderem Metall bestehende, durch ein Galvanometer zur Erde abgeleitete Reflector befinden sich in einem durch die Kathodenstrahlen leitend gemachten Gase. Dies könnte Veranlassung zu einer sich durch das Galvanometer ausgleichenden Volta'schen Spannungsdifferenz geben, so als ob Drahtnetz und Reflector sich in einer Flüssigkeit befänden. Das Auftreten einer solchen Spannungsdifferenz verschiedener Metalle in leitendem Gas ist von S. Arrhenius[1]) beobachtet worden. Auch hat kürzlich Hr. J. Stark[2]) in Göttingen auf diesen Umstand als Fehlerquelle bei Reflexionsmessungen hingewiesen, ohne indessen selbst Versuche in dieser Richtung zu unternehmen. (*Anmerkung:* Als uns die Notiz des Hrn. Stark bekannt wurde, hatten wir diesen Umstand bereits in ähnlicher Weise wie er in Betracht gezogen und experimentell untersucht. Er war damals für uns bereits erledigt, indem unsere Versuche uns schon gezeigt hatten, dass dieser Effect nicht störende Grösse haben kann.)

1) S. Arrhenius, Wied. Ann. **33**. p. 638. 1888.
2) J. Stark, Phys. Zeitschr. **3**. p. 161. 1902.

c) Als dritte Erklärungsweise des + Stromes kann man endlich eine secundäre Emission negativ geladener Teilchen oder Strahlen annehmen, welche durch das Auftreffen der primären Strahlen erzeugt wird. Dies wäre ein Vorgang ähnlich dem Hallwachseffect oder der von LENARD jüngst gefundenen Emission von Kathodenstrahlen, welche durch ultraviolette Bestrahlung hervorgerufen wird.

Welche von den drei Erklärungsweisen hat man nun als die richtige anzunehmen?

4. Die erste a) wird ohne weiteres hinfällig gemacht durch die Beobachtung, dass jeglicher Strom, der — wie der +, sofort aufhört, sobald die Kathodenstrahlen, sei es im Entladungs- oder im Reflectorraum, magnetisch abgelenkt werden, sodass sie den Reflector nicht treffen. Wenn Canalstrahlen den Reflector träfen, so müsste bei deren schwerer Ablenkbarkeit durch einen Magneten der positive Strom bestehen bleiben.

5. 1. Die erste Untersuchung, ob eine Erklärung gemäss b) stichhaltig sei, schien die Richtigkeit dieser Annahme zu stützen. Die Ueberlegung hierbei war folgende: Ein durch eine VOLTA'sche Spannungsdifferenz erzeugter + Strom müsste um so stärker sein, je höher der Gasdruck in der Röhre ist, weil ja von der Existenz des Gases der Effect überhaupt abhängt, weil auch ferner der elektrische Widerstand des ionisirten Gases geringer wird. Dies ist nun auch in der That der Fall. Es wurde gefunden, dass je weiter man auspumpte, um so mehr der + Strom abnahm. Indessen sind diese Versuche nicht recht beweisend, weil mit dem Gasdruck sich auch gleichzeitig die Entladungsverhältnisse, Entladungspotential, Natur und Intensität der erzeugten Kathodenstrahlen veränderten.

2. Auch ein weiteres Experiment schien indessen sehr für einen Effect gemäss b) zu sprechen. Wenn man, anstatt den Reflector direct durch das Galvanometer zur Erde zu leiten, zwischen Reflector und Galvanometer einige Accumulatorenzellen einschaltete, so erhielt man einen anderen Ausschlag, je nachdem der Reflector durch dieselben + oder — geladen wurde, ein Zeichen, dass im Gas eine Leitung stattfindet. Die Differenz dieser Ausschläge giebt ein ungefähres Maass für die Grösse dieser Leitung ab. Es zeigte sich,

dass dieselbe um so grösser ist, je stärker das Metall reflectirt und zwar der Grösse der Reflexion etwa proportional. Bei Platin ist ein grösserer Unterschied der Ausschläge zu beobachten als bei Aluminium; bei schiefer Incidenz, wo die scheinbare Reflexion auch eine stärkere ist, ein grösserer als bei normaler. Diese Versuche liessen ferner erkennen, dass eine Potentialdifferenz von ca. 3—4 Volt zwischen Reflector und Drahtnetz (Drahtnetz 0, Reflector + 4 Volt) den + Strom erklären würde. Wenn man nämlich den Reflector auf ca. + $2^1/_2$ Volt lud, so nahm der positive Strom bis Null ab, und wenn man ihn auf 4 Volt lud, so war der Ausschlag bereits negativ. Um den unter den gleichen Verhältnissen, bei normaler Incidenz auftretenden — Strom auf Null zu bringen, war ein sehr viel grösseres negatives Aufladen (unter Umständen über 2000 Volt) erforderlich.

6. Dem entspricht die Beobachtung, dass bei normaler Incidenz der Reflector sich hoch negativ aufladet, während die + Ladung bei ganz schiefer Incidenz nur wenige Volt beträgt. Es wurden beispielsweise, wenn im Rohr ein Gasdruck von einigen Tausendstel Millimetern herrschte, und die Entladung bei einer Potentialdifferenz von 9000 Volt stattfand, folgende Potentialwerte gefunden, auf welche sich der Reflector unter verschiedenen Incidenzwinkeln lud:

Zn		Pt	
Winkel	Volt	Winkel	Volt
0°	− 1400	0°	− 20
10	− 1200	10	− 16
20	− 1000	20	− 8
30	− 700	30	− 5
35	− 400	40	− 1
40	− 35	50	± 0
50	− 16,5	60	± 0
60	− 0,5	70	+ 1
70	+ 0,5		
80	+ 2,0		

Potentiale über 100 Volt wurden mit einem Braun'schen, solche unter 100 Volt mit einem Thomson'schen Quadrantelektrometer gemessen, beide, besonders das letztere, sorgfältig elektrostatisch geschützt.

Sowohl die negative wie auch die positive Ladung ist

bei Platin wesentlich geringer als bei dem weniger reflectirenden Aluminium, ein Zeichen, dass die Leitung des Gases im letzteren Falle eine geringere ist.

7. So sehr dies auch beim ersten Anblick für die Möglichkeit eines VOLTA'schen Effectes im leitenden Gas sprechen mag, so sind doch drei gewichtige Gründe, welche eine derartige Erklärung ausschliessen:

1. Erstens ist eine VOLTA'sche Spannungsdifferenz von 3—4 Volt in hohem Grade unwahrscheinlich.

2. Zweitens müssten die einzelnen Metalle einen gemäss der VOLTA'schen Spannungsreihe verschieden starken, positiven Strom ergeben, ja bei geeigneter Wahl der Metalle müsste ein Voltaeffect einen negativen Strom in die Leitung des Galvanometers schicken. Dies ist alles nicht der Fall. Ein Reflector aus Zink gab ebensogut einen starken, positiven Effect als ein solcher aus Platin, während man bei Zink gegen das Messingdrahtnetz einen umgekehrten Strom erwarten sollte.

Verschiedene Metalle zeigen zwar, wie weiter unten dargelegt werden wird, einen verschieden grossen, positiven Effect; doch geht dies ganz und gar nicht gemäss der Spannungsreihe, vielmehr mit ihrem Reflexionsvermögen für Kathodenstrahlen, d. h. auch mit ihrer Dichte, Hand in Hand. Platin, als das schwerste der untersuchten Metalle, zeigt ihn am stärksten. Mit Aluminium und Magnesium erhält man in der Regel keinen positiven Strom mehr, sondern nur noch eine bedeutende Schwächung des negativen, nur bei höchster Politur einen schwachen, positiven Strom. Wenn der Effect auf einer VOLTA'schen Spannungsdifferenz beruhte, so sollte er gar nicht oder wenigstens nur sehr schwach auftreten, wenn man innerhalb des Drahtnetzes einen Reflector aus gleichem Metall hat. Auch dieser Versuch wurde angestellt; der positive Strom zeigte sich aber in seiner ganzen, gemäss der Dichte des Reflectormetalles zu erwartenden Stärke.

3. Endlich wurden, um die Erklärung durch die Einwirkung des leitenden Gases vollständig auszuschliessen, Versuche mit LENARD'schen Strahlen angestellt, d. h. mit Kathodenstrahlen, welche durch Aluminiumfolie hindurchgegangen waren. Hierbei war es möglich, den Gasdruck in dem Raume des Reflectors beliebig zu verändern, während er

im Entladungsraum constant blieb. Die Versuche, für deren Ausführung eine 20 plattige Influenzmaschine von O. Leuner, Dresden, angewandt wurde, waren recht schwierig anzustellen und es kostete bei der grossen Intensität des Entladungsstromes (ca. 0,002 Amp.) viele Mühe, ehe wir befriedigende Messungen, d. h. constante Galvanometerausschläge erhielten. Die Röhre hatte folgende Gestalt (vgl. Fig. 1):

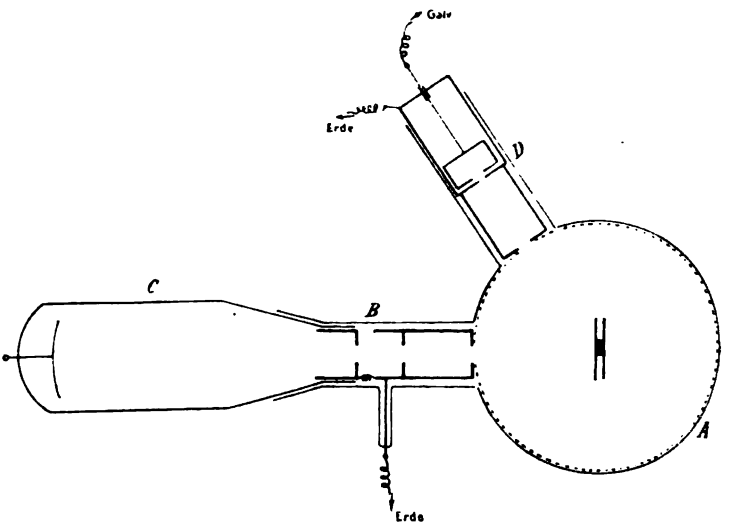


Fig. 1.

Der Raum *A*, in welchem sich der doppelseitige Reflector befindet, ist ein 6 cm weites Glasrohr, welches seine Längsausdehnung senkrecht zur Zeichnungsebene besitzt. Einseitig ist es durch eine aufgekittete Glasplatte verschlossen, auf der anderen Seite verengt es sich und trägt den Glasschliff, mittels dessen der Reflector um Beträge gedreht werden kann, welche an einem aussen angebrachten Teilkreis abgelesen werden können. Der kurze seitliche Rohransatz *B* endigt mit einem weiteren Schliff, vermittelst dessen das Entladungsrohr *C* angesetzt werden kann. Die Aluminiumkathode ist hohlspiegelförmig; als Anode dient ein eingekittetes Messingrohrstück, dessen Verschlussplatte die 5 mm weite kreisrunde Oeffnung enthält, über welche die Aluminiumfolie (bezogen von

J. Trump, Nürnberg; 0,002—0,003 mm dick und auf vollkommene Lochfreiheit mit der Lupe gegen eine matte 32 kerzige Glühlampe geprüft) in einer Weise geklebt ist, dass sie mit dem Messingrohr elektrischen Contact hat. Dieses letztere sowohl, wie die Diaphragmen im Rohr *B* und das engmaschige Messingdrahtnetz, mit welchem der Raum *A* innen allseitig ausgekleidet ist, sind durch dicke Drähte zur Erde geleitet. Alle Metallverbindungen wurden durchweg gelötet, um ganz sicheren Contact zu verbürgen. Das zweite Ansatzrohr *D* enthält den für andere Versuche zu benutzenden Faradaycylinder. Bei dessen Benutzung wurde die Metallfolie entfernt und mit directen Kathodenstrahlen gearbeitet. Für die Versuche mit Lenard'schen Strahlen konnten die Räume *A* und *C* nach Belieben gemeinsam oder getrennt ausgepumpt werden.

Die Beobachtungen, die wir mit dieser Röhre anstellen konnten, zeigten mit überraschender Schärfe, dass der Druck des Gases, in welchem sich der Reflector befindet, vollkommen ohne Einfluss ist. Das Verhältnis der Reflectorströme bei zwei verschiedenen Metallen unter einem beliebigen Incidenzwinkel, oder das Verhältnis der Galvanometerausschläge bei zwei verschiedenen Incidenzwinkeln war das nämliche, sei es, dass der Reflector sich im höchsterreichbaren Vacuum (in welchem elektrische Entladungen nicht mehr erreicht werden konnten) oder unter $^1/_{10}$ mm Gasdruck befand. Höher im Druck darf man nicht gehen, weil dann die Kathodenstrahlen vollkommen diffus werden, und nicht mehr alle den Reflector treffen.

Der positive Effect war bei allen Drucken der gleiche und zwar nur sehr klein. Die Abnahme des Reflectorstromes betrug nämlich bei der grössten Neigung (ca. 85°) nur etwa 20 Proc., positiver Strom trat gar nicht mehr ein. Es liegt dies an der grossen Höhe des Entladungspotentiales, welche angewandt werden musste, um merkliche Quantitäten von Kathodenstrahlen durch das Blättchen gelangen zu lassen. Wir haben bereits erwähnt (p. 109) und kommen noch ausführlicher darauf zurück, dass Erhöhung des Entladungspotentiales durch Evacuiren eine starke Verminderung des Effectes herbeiführt; da ferner die Versuche mit den Lenardstrahlen die Unabhängigkeit vom Gasdruck gezeigt haben, so folgt hieraus, dass der vermindernde Einfluss des Evacuirens der Erhöhung des

Entladungspotentiales allein zuzuschreiben ist. Daher der geringe Effect bei den Lenardstrahlen.

Diese Versuche zeigen also mit aller Sicherheit, dass der zweite Effect nichts mit dem Gase zu thun hat, dass also eine Erklärung gemäss b) nicht die richtige sein kann.

8. Bleibt also nur noch der Erklärungsweisen dritte c), dass eine durch die Kathodenstrahlen erregte secundäre Emission negativer Elektricität stattfindet. Das ultraviolette Licht, welches etwa von der Entladungsröhre ausgehend durch die Diaphragmen der Anode auf den Reflector auftrifft, kann es nicht sein, weil ja mit magnetischer Ablenkung der Kathodenstrahlen der + Strom zu Null abnimmt.

Diese secundäre Emission hat auch nichts zu thun mit einer Erscheinung, welche wohl jeder, der mit Kathodenstrahlen oder Röntgenröhren gearbeitet hat, kennt und welche von Hrn. Goldstein[1]) auch beschrieben worden ist. Bei hohem Vacuum sieht man nämlich an der Antikathode häufig ein Bündel Kathodenstrahlen sich ansetzen, welche in senkrechter Richtung von derselben ausgesandt werden. Diese Erscheinung tritt aber nur ein, wenn die Antikathode isolirt ist, und so ihr Gelegenheit geboten ist, sich infolge des Auftreffens von Kathodenstrahlen aufzuladen, sie wird dann einfach zur Kathode eines neuen Entladungsvorganges. Dass diese Erscheinung vorwiegend bei senkrechter Incidenz auftritt, gar nicht bei ganz schiefer, erklärt sich durch die auf p. 110 gezeigte Thatsache, dass unter letzterer Bedingung gar kein Aufladen zu stande kommt.

Die dritte Erklärungsweise, d. h. das Vorhandensein einer Emission neuer Strahlung, streng nachzuweisen, ist uns nicht gelungen. Es war uns nicht möglich, die emittirten von den reflectirten Strahlen zu trennen. Im Folgenden sollen Versuche mitgeteilt werden, welche zur Aufklärung unternommen wurden.

9. Die Abnahme des negativen Reflectorstromes mit wachsendem Einfallswinkel der auftreffenden Kathodenstrahlen ist um so grösser, je niedriger das Entladungspotential ist, unter welchem letztere entstehen. Das Verhältnis $\frac{+\text{ Strom bei } 85°}{-\text{ Strom bei } 0°}$

1) E. Goldstein, Verhandl. d. Deutschen Physik. Gesellsch. 3. p. 192. 1901.

wurde bei einer gut polirten Kupferplatte gefunden = 1,25 bei 5000 Volt, = 0,64 bei 8700 Volt. Der Neigungswinkel, bei welchem das Galvanometer stromlos, d. h. die Summe der Verluste des Reflectors an negativer Elektricität durch Reflexion und durch die Emission gleich der auffallenden Menge war, änderte sich dementsprechend auch mit dem Entladungspotential, indem der Strom Null bei um so schieferer Incidenz erst erreicht wurde, je höher das letztere war. So trat der Strom Null bei derselben hoch polirten Kupferplatte

bei	3500	Volt	unter	68°
„	5000	„	„	70
„	8700	„	„	76
„	10000	„	„	78

Incidenz ein.

Nachstehend (Fig. 2) ist die Abhängigkeit des Reflectorstromes von der Neigung für die Kupferplatte bei den Entladungspotentialen 5000 Volt und 8700 Volt in Curven wiedergegeben. Abscissen sind die Neigungswinkel, Ordinaten der Scalenausschlag des Galvanometers. Die Aenderung des Entladungspotentiales und damit der Geschwindigkeit der Kathodenstrahlen wurde durch Veränderung des Gasdruckes bewerkstelligt. Letztere ist als solche allein ja, wie die beschriebenen Versuche mit LENARD'schen Strahlen zeigten, ohne Einfluss. Wir haben also bisher das Resultat, dass der positive Effect mit der Geschwindigkeit der Kathodenstrahlen abnimmt, mit dem Incidenzwinkel zunimmt.

10. Auf die Grösse des positiven Stromes stark einwirkend ist das Material des Reflectormetalles. Man kann hier den Satz aussprechen, dass die positive Wirkung um so stärker hervortritt, je schwerer die Reflectorsubstanz ist. Platin zeigt bei 9000 Volt bereits für 62° Incidenz einen Effect, der das Galvanometer stromlos macht, während bei Kupfer unter gleichen Verhältnissen dies erst bei 76° eintritt. Mit Aluminium trat Stromlosigkeit bei diesem Entladungspotential erst bei 81° ein. Die in der Figur für Pt, Cu und Al gezeichneten Curven lassen die besprochene Wirkung der Dichte des Reflectormetalles erkennen. Man kann indessen noch nicht hieraus schliessen, dass die Stärke des zu der gewöhnlichen Reflexion hinzutretenden zweiten Effectes von Metall zu Metall eine sehr

verschiedene sei. Vielmehr zeigen die Curven eine ungefähr gleiche Abnahme der Ordinate für einen gewissen Winkelbetrag. Der positive Strom tritt nur eher und stärker bei dem

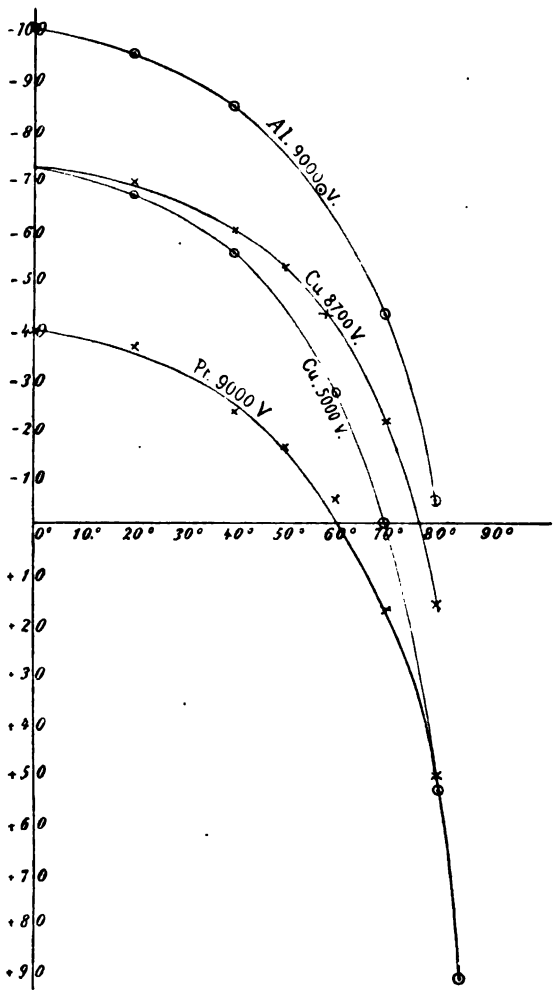


Fig. 2.

specifisch schwereren Metall ein, weil bei diesem der negative Strom bei senkrechter Incidenz wegen der grösseren Reflexion schwächer ist.

11. Von grossem Einflusse ist der Grad der Politur des Metalles, indem der positive Effect mit der Güte der Politur stark zunimmt. Mit einer Kupferplatte, deren eine Seite höchst polirt, deren andere Seite mit Smirgelpapier gerauht war, konnte schnell nacheinander unter sonst gleichen Bedingungen die Wirkung an den beiden Flächen verglichen werden. Während die polirte Seite einen positiven Strom ergab, der bei 85° Incidenz grösser war als der negative Strom bei normaler Incidenz, zeigte die rauhe Fläche überhaupt keinen + Strom, der Galvanometerausschlag blieb negativ.

12. Da der Reflector bei allen Versuchen zur Erde abgeleitet war, so vermuteten wir, es werde die von ihm emittirte Strahlung von ganz geringer Geschwindigkeit sein, ähnlich der von LENARD gefundenen, bei ultravioletter Belichtung ausgesandten Strahlung. Es wurde deswegen versucht, die emittirten von den eine Geschwindigkeit gleicher Grössenordnung beibehaltenden reflectirten [1]) Strahlen durch magnetische Ablenkung zu trennen, und zwar auf folgende Weise: An das Glasgefäss, in welchem sich der drehbare Reflector befand, war ausser dem Entladungsrohr unter 60° gegen dieses geneigt noch ein zweites Rohr angeblasen (vgl. Fig. 1 auf p. 112). In dieses wurde ein sogenannter FARADAY'scher Cylinder eingesetzt, bestehend aus einem äusseren, als elektrostatischer Schutz dienenden Metallrohr mit Diaphragma und einem inneren, einseitig geschlossenen Rohrstück, welches durch das Galvanometer abgeleitet wurde. Die Entfernung zwischen dem Ende des FARADAY'schen Cylinders und dem Reflector betrug 4 cm. In der Mitte befand sich noch ein zweites Diaphragma. Das 4 mm weite Diaphragma wurde, um ja jede Art Leitung auszuschliessen, mit engmaschigem Drahtnetz überzogen. Sobald Kathodenstrahlen, von der 20 plattigen Influenzmaschine erzeugt, auf den Reflector trafen, zeigte das Galvanometer Strom an, der bei Ablenkung der Strahlen im Entladungsrohr, sowie bei Drehen des Reflectors in eine Stellung, in welcher der Faradaycylinder nicht in der über der reflectirenden Fläche liegenden Halbkugel lag, aufhörte.

1) E. GEHRCKE, Sitzungsber. d. k. Akad. d. Wissensch. zu Berlin 20. April 1901.

Wenn sehr langsame, d. h. sehr leicht magnetisch ablenkbare Strahlen ausser den reflectirten in den Faradaycylinder gelangten, so müsste bei Annäherung eines Magneten der Strom im Galvanometer geschwächt werden. Dies war nicht der Fall, oder vielmehr erst dann, wenn auch die reflectirten Strahlen abgelenkt wurden; dann fiel der Strom plötzlich auf Null. Langsame Strahlen gingen also in diesem Falle nicht mit in den Cylinder. Dies kann daran liegen, dass entweder 1. überhaupt solche nicht ausgesandt werden, sondern a) dass eine Art Hallwachseffect vorliegt, b) dass die secundär emittirten Strahlen schnelle Strahlen sind; oder dass 2. die emittirten Strahlen gleich in der Nähe des Reflectors absorbirt werden, oder dass endlich 3. die secundären Strahlen in einer solchen Richtung emittirt wurden, dass sie nicht in den Faradaycylinder fallen konnten.

13. Um hier in der Erkenntnis einen Schritt weiter zu gelangen, wurde folgender Versuch unternommen: Es wurde die eine Seite des $1^1/_2$ cm grossen Kupferreflectors mit einer Halbkugel aus feinem Messingdrahtnetz umgeben, welche einen Schlitz hatte, sodass die ankommenden directen Kathodenstrahlen das Netz nicht trafen. Es wurden jetzt durch Drehen des Reflectors um 180° verglichen die Mengen, welche den beiden Seiten durch Reflexion verloren gehen. Nimmt man für die blanke Kupferfläche diesen Verlust als ca. 50 Proc. an, so berechnete sich aus den beobachteten Reflectorströmen der Verlust für die drahtnetzgeschützte Fläche zu ca. 35 Proc., d. h. um etwa $^1/_3$ geringer. Dies entspricht genau dem aus der Drahtdicke und Maschenweite des Netzes vorausgesehenen Verlust, das Netz fängt $^1/_3$ der reflectirten Strahlen wieder auf. Genau das Gleiche zeigte sich für schiefe Incidenz. Bei 80° Neigung zeigte die blanke Kupferfläche einen + Strom gleich dem negativen Strome bei normaler Incidenz. Sei 100 die auffallende Menge elektrisch gemessener Kathodenstrahlen, so wird die Menge 50 bei normaler Incidenz und, wie wir Grund haben anzunehmen (vgl. weiter unten), nicht viel mehr bei schiefer Incidenz reflectirt. Existirt bei schiefem Einfallswinkel ein + Strom gleicher Stärke wie — Strom bei senkrechtem Auftreffen, so heisst dies dann, dass ca. 50 Teile reflectirt und ca. 100 Teile emittirt werden, d. h. dass von der Kupferfläche 150 Teile ausgestrahlt

werden. Von diesen 150 Teilen muss $^1/_3$, d. h. 50 Teile vom Drahtnetz, zurückgehalten werden, falls nur die aus den geometrischen Dimensionen berechnete Wirkung des Drahtnetzes stattfindet. In diesem Falle muss also die geschützte Kupferfläche durch das Drahtnetz hindurch 100 Teile emittiren, d. h. ebensoviel als auffällt, das Galvanometer muss stromlos werden. Falls dagegen die 100 emittirten Teile innerhalb des Drahtnetzes vom Gase absorbirt werden, so muss ihre Elektricität dem Reflector erhalten und ein negativer Strom von $100 - (50 - \frac{50}{3}) =$ ca. 65 Teilen = (auffallende — (reflectirte — vom Drahtnetz zurückgehaltene) Menge) bestehen bleiben. Der ausgeführte Versuch zeigte, das ersteres der Fall ist. Es folgt aus dem Experimente, dass die emittirten Strahlen jedenfalls nicht nahe dem Reflector absorbirt werden, und dass auch wohl nicht ein dem Hallwachseffect ähnlicher Vorgang stattfindet.

14. Es bleibt von allen Erklärungen demgemäss nur die eine übrig, dass der Reflector bei dem Auftreffen von Kathodenstrahlen zu einem Emissionscentrum neuer Strahlen wird, welche eine Geschwindigkeit gleicher Grössenordnung haben wie die auftreffenden. Diese Emission findet, wie bisher gezeigt, in stärkerem Maasse bei grösserem Einfallswinkel statt, und wenn die directen Kathodenstrahlen bei einem niedrigen Entladungspotential entstehen; sie macht sich ferner bei den specifisch schweren Metallen besonders bemerkbar.

15. Von Interesse mögen einige Beobachtungen der Fluorescenzhelligkeit an einer den Reflector gleichmässig umgebenden Glaswand sein. Die Beobachtungen sind nur ganz qualitativer Art. Entladungspotential war 10000 Volt. Bei normaler Incidenz nahm die Helligkeit gleichmässig mit zunehmendem Reflexionswinkel ab. (Seitz[1]) giebt hierfür das cos-Gesetz aus elektrischen Messungen an.) Wenn der Einfallswinkel 45° betrug, war die Helligkeitsverteilung eine nahezu gleichförmige. Wenn der Reflector dagegen auf 80° Incidenzwinkel gedreht wurde, so nahm die Helligkeit der Fluorescenz mit wachsendem Reflexionswinkel zu und war eine ausserordentlich grosse nahe der Stelle, an welcher die Reflectorebene die Glaswand schnitt, und wo auch jede Fluorescenz

1) W. Seitz, Habilitationsschrift, Würzburg 1901.

plötzlich aufhörte. Die Glaswand zeigt dort ein helles diffuses Leuchten. Je schiefer die Incidenz, umso grösser ist die Helligkeit der Fluorescenz. Wir vermuten, dass die Reflexion sich nicht stark mit dem Einfallswinkel ändert, und dass die Zunahme der Fluorescenzhelligkeit den neu emittirten Strahlen zuzuschreiben ist. Beides, Helligkeitszunahme und Emission, findet besonders bei grossen Einfallswinkeln statt.

16. Von allergrösstem Interesse ist die Frage: Findet auch bei normaler Incidenz ein derartiger positiver Effect, eine solche Emission in bemerkbarer Weise statt? Die Beantwortung dieser Frage ist deshalb so ungemein wichtig, weil im Falle ihrer Bejahung die sämtlichen bisherigen Reflexionsmessungen wertlos sein würden, und nicht nur diese, sondern überhaupt jede Messung, bei welcher eine Kathodenstrahlenintensität galvanometrisch gemessen wurde. Dies gälte beispielsweise auch für die bolometrischen Messungen von W. Cady[1]) über die Energie der Kathodenstrahlen. Wir sind in der erfreulichen Lage, mit aller positiver Bestimmtheit aussagen zu können, dass der genannte Effect bei senkrechter Incidenz der Kathodenstrahlen niemals stattfindet, zum wenigsten nicht in einem bemerkbaren Grade. Es ist dies wohl das bemerkenswerteste und merkwürdigste Resultat der vorliegenden Arbeit.

17. Im Folgenden teilen wir die diese Behauptung bekräftigenden Beobachtungen mit:

I. Erstens müssen schon die früheren Beobachtungen des einen von uns als wesentlich mit zum Beweis beitragend angesehen werden. Dieselben haben nach zwei durchaus verschiedenen Methoden stets denselben Wert für die Grösse der Reflexion bei normaler Incidenz gegeben. Dies wäre bei Vorhandensein des so veränderlichen positiven Effectes gar nicht möglich gewesen.

II. Das Verhältnis der Reflexionsvermögen zweier Metalle für normale Incidenz wurde, wie auch früher der eine von uns bereits fand, als unabhängig gefunden von dem Entladungspotential, bei welchem die Kathodenstrahlen entstehen, und zwar diesmal in den erweiterten Grenzen von 3000 bis 30000 Volt. Bei einem Incidenzwinkel von 50° verändert sich dagegen das Verhältnis der Reflectorströme $\frac{\text{Aluminium}}{\text{Platin}}$ von 10:1 bei 4000 Volt

1) W. Cady, Ann. d. Phys. 1. p. 678. 1900.

zu 3 : 1 bei 18000 Volt Entladungspotential, und diese Veränderlichkeit nimmt mit der Schiefe der Incidenz zu.

III. Die Grösse der Reflexion bei senkrechter Incidenz ist unabhängig von der Güte der Politur der reflectirenden Fläche, indem ein hochpolirter Metallspiegel dieselbe Reflexion zeigt, wie eine grob gesmirgelte Fläche.[1]) Bei einem schiefen Einfallswinkel spielt die Beschaffenheit der Oberfläche eine grosse Rolle. Während eine spiegelnde Kupferfläche einen + Strom gleich dem — Strom bei senkrechter Incidenz lieferte, zeigte unter sonst gleichen Bedingungen eine matt gesmirgelte Fläche noch negativen Strom. Grosse positive Ströme lassen sich überhaupt nur mit frisch geputzten Metallflächen erreichen. Nach einigem Gebrauch nimmt der positive Effect ab und kann auch ganz verschwinden.

IV. Das Verhältnis der Reflexionsvermögen zweier Metalle ergiebt sich nur bei senkrechter Incidenz als genau der gleiche, vom Entladungspotential unabhängige Wert, sei es, dass es gemessen ist, aus dem Verhältnis der in einen FARADAY'schen Cylinder reflectirten Elektricitätsmengen, oder aus den durch Ableitung des Reflectors durch ein Galvanometer erhaltenen Strömen. Sobald schiefe Incidenz stattfindet, sind die nach beiden Methoden erhaltenen Werte ganz verschiedene. Bei der Messung mittels des Reflectorstromes tritt jetzt der ganze positive Effect in die Messung ein. Für das Verhältnis Ag : Al ergab sich aus den Reflectorströmen bei normaler Incidenz beispielsweise das Verhältnis 2 : 1 unabhängig vom Druck. Bei schiefer Incidenz lässt sich dies Verhältnis, das sich mit dem Gasdruck jetzt stark ändert, gar nicht mehr bilden, weil bei einem gewissen Winkel z. B. das eine Metall bereits + Strom, das andere noch — Strom zeigt. Das Verhältnis der gleichzeitig im Faradaycylinder gemessenen Ströme änderte sich von dem dem obigen gleichen Wert 2 : 1 bei normaler Incidenz zu 1,3 : 1 bei 50° Incidenz. Ersterer Wert unabhängig vom Druck, letzterer Wert sich mit ihm verändernd, jedoch nicht sehr stark, von 1,3 bei 5000 Volt bis etwa 1,5 bei 12000 Volt Entladungspotential. Diese, wenn auch nicht sehr bedeutenden Veränderungen lassen erkennen, dass etwas von der den

1) Vgl. H. STARKE, Wied. Ann. 66. p. 56. 1898.

positiven Effect bewirkenden secundären Emission in den Cylinder gelangt ist, was die Versuche mit der magnetischen Ablenkung nicht erkennen liessen. Es zeigt dies, dass die in den Cylinder gelangenden emittirten Strahlen eine Geschwindigkeit von der Grössenordnung derjenigen der reflectirten, d. h. auch der primären Kathodenstrahlen besitzen müssen, d. i. die unter b) ausgesprochene Vermutung von p. 118; und dass wohl auch wegen der Kleinheit der Aenderung die eben dort unter 3. ausgesprochene Ansicht teilweise richtig ist, wofür ja auch die Beobachtung mit der Fluorescenz (p. 119) spricht.

V. Die im Folgenden mitgeteilte Messung ist nur eine Erweiterung des unter II. Gesagten. Wenn das Verhältnis der Reflexionen zweier Metalle bei senkrechter Incidenz unabhäng ist vom Entladungspotential, so gilt dies noch nicht ohne weiteres von den absoluten Reflexionen selbst. Die Reflexionsvermögen könnten sich ja in proportionaler Weise ändern. Um dies zu prüfen, wurde ein Metallkörper hergestellt, der einerseits eine blanke Kupferfläche, andererseits einen kleinen FARADAY'schen Cylinder besass. Durch Drehung um 180° konnte die Stellung der beiden vertauscht und auf diese Weise unmittelbar hintereinander die vom Faradaycylinder aufgenommene Gesamtmenge Q mit der vom Kupfer absorbirten Menge (d. h. Gesamtmenge Q — reflectirter Menge kQ) verglichen, d. h. die Reflexion an der Kupferfläche direct bestimmt werden. Bei normaler Incidenz ergab sich das Verhältnis der Galvanometerströme $Q(1-k)/Q = (1-k)$ als

$1-k$			k
0,50	bei	7 000 Volt	0,50
0,49	„	12 000 „	0,51
0,53	„	18 000 „	0,47
0,51	„	25 000 „	0,49

Die Zahlen zeigen die Unveränderlichkeit von k mit dem Entladungspotential. Dass k nicht den früher gefundenen Wert 0,45 hat, ist der Unterlassung der Correctionen zuzuschreiben, welche wegen des Verlustes durch das Diaphragma im Faradaycylinder, sowie wegen doppelter Reflexion nötig sind.

18. Die eben angegebenen Gründe zeigen mit aller Deutlichkeit, dass bei senkrechter Incidenz der Kathodenstrahlen der positive Effect nicht vorhanden ist. Bei senkrechter Incidenz findet nur die reine Reflexion statt, und erst bei schiefem Einfall der primären Kathodenstrahlen tritt die neue Emission hinzu, welche im Gegensatz zur Reflexion vom Entladungspotential und von der Oberflächenbeschaffenheit des Reflectors stark abhängig ist. Was die Abhängigkeit von dem Incidenzwinkel betrifft, so neigen wir der Ansicht zu, wenn wir sie auch nicht mit Bestimmtheit bestätigen können, dass die Grösse der eigentlichen Reflexion sich nicht sehr wesentlich mit dem Einfallswinkel ändert; die Aenderung der beobachteten, scheinbaren Reflexion liegt dann an dem mit wachsendem Einfallswinkel immer mehr hervortretenden zweiten Effect. Wir erinnern zur Unterstützung dieser Ansicht an die Versuche mit Lenardstrahlen (p. 113). Hier war das Entladungspotential ein sehr hohes, der positive Effect daher nur noch sehr klein, und es zeigte sich hier, dass nur ganz geringe Unterschiede, ca. 10—20 Proc., im Reflectorstrom sich bemerkbar machten, wenn der Incidenzwinkel von 0^0—80^0 verändert wurde. Diese geringen Unterschiede können herrühren von einer Vergrösserung der Reflexion mit dem Einfallswinkel oder von einem noch vorhandenen Rest des positiven Effectes.

Dieser letztere war bei den Versuchen mit Lenardstrahlen also ganz oder fast ganz verschwunden. Es mag hierbei neben der Höhe des Entladungspotentiales auch die geringe Intensität der Kathodenstrahlen als Ursache beteiligt sein. Wir haben beobachtet, dass bei grossen Intensitätsunterschieden sich die quantitativen Verhältnisse bei dem Auftreten des positiven Effectes verändern. Wir haben auf die nähere Untersuchung hiervon bisher verzichtet; es hat dieser Umstand auch keinen Einfluss auf das bisher Gesagte.

Resultate.

Wenn wir die Ergebnisse vorliegender Untersuchung zusammenfassen, so ergeben sich folgende Resultate:

I. Bei dem Auftreffen von Kathodenstrahlen auf ein Metallblech erhält man unter gewissen Umständen positive Elektricität

auf demselben. Dies zeigt, dass ausser dem gewöhnlichen Reflexionsvorgang noch eine weitere Abgabe negativer Elektricität stattfindet.

II. Die Abgabe negativer Elektricität ist Folge einer secundären Emission negativ geladener Teilchen, deren Geschwindigkeit von derselben Grössenordnung wie diejenige der auftreffenden Kathodenstrahlen ist.

III. Diese Emission nimmt mit der Geschwindigkeit der auftreffenden Kathodenstrahlen ab, ist aber unabhängig vom Gasdruck.

IV. Die Emission wird um so grösser, je besser die Politur, und giebt sich um so mehr durch Eintreten eines positiven Reflectorstromes zu erkennen, je grösser die Dichte des Reflectormetalles ist.

V. Die Emission ist um so grösser, je schiefer die Incidenz der auftreffenden Kathodenstrahlen ist, und verschwindet vollständig bei senkrechtem Einfall.

VI. Das letzte Resultat rettet die Beobachtungen des einen von uns, welche stark bedroht waren. Die gefundenen Zahlen behalten ihre Bedeutung als Reflexionscoefficienten bei. Diese Coefficienten sind für eine Anzahl weiterer Metalle für normale Incidenz durch Vergleichung mit Kupfer bestimmt worden. Dieselben seien zum Schluss hier angegeben:

	Dichtigkeit	Reflexion in %
Pt	21,5	72
Pb	11,3	63
Ag	10,5	59
Bi	9,9	58
Ni	8,9	48
Cu	8,5	45
Messing	8,1	43
Fe	7,7	40
Zn	7,1	40
Al	2,6	25
Mg	1,7	25

Die Zahlen zeigen, dass das Reflexionsvermögen nahezu proportional der Dichte wächst. Diese Proportionalität gilt aber nicht durchweg, indem z. B. Platin viel weniger reflectirt, als aus der Dichte berechnet ist. Diese Abweichungen sind

auch zu gross, als dass sie aus Versuchsfehlern erklärt werden könnten.

VIII. Das Reflexionsvermögen bei normaler Incidenz ist als unabhängig vom Gasdruck und Entladungspotential gefunden, innerhalb der Werte 3000—30000 Volt. Dies macht die Erörterungen, welche Hr. J. Stark in der citirten Notiz anstellt, gegenstandslos.

Es bleibt noch zu bemerken, dass wir den von Entladungspotential, Incidenzwinkel, Politur etc. abhängigen Vorgang, welcher bei senkrechter Incidenz verschwindet, als Emission, den von genannten Factoren unabhängigen Vorgang als Reflexion bezeichnet haben. Dies ist willkürlich, und man kann ohne weitere Hypothesen nicht entscheiden, ob nicht eine Vertauschung der Bezeichnungen die richtigere Ansicht liefert. Nach letzterer würde bei senkrechter Incidenz keine Reflexion eintreten.

Zum Schluss seien noch einige Bemerkungen bezüglich der bereits citirten Arbeit des Hrn. W. Seitz hinzugefügt. In derselben sind eingehend die Aenderungen behandelt, welche die Reflexion mit dem Incidenzwinkel erleidet, und doch ist Hrn. Seitz die von uns besprochene Erscheinung entgangen. Es war dies auch nicht anders möglich bei der von ihm gewählten Messweise. Würde Hr. Seitz den Reflector anstatt direct, nur einmal durch ein Galvanometer zur Erde geleitet haben, so hätte er den positiven Strom bemerkt. Vielleicht würden auch schon die Ergebnisse mit dem Faraday'schen Cylinder ihn zur Auffindung der Erscheinung geführt haben, wenn er zu noch grösseren Incidenz- und Emanationswinkeln übergegangen wäre. (Sein grösster Incidenzwinkel betrug nur 45°.) Die Fluorescenzversuche, welche wir auf p. 119 beschrieben haben, lassen auf eine starke Vergrösserung der in den Faradaycylinder gelangenden Elektricitätsmenge in diesem Fall schliessen, und es verlohnte sich wohl der Mühe, die Seitz'schen Versuche in der angedeuteten Weise zu erweitern.

Eine Betrachtung der von Seitz zusammengestellten Zahlen zeigt übrigens auch mit viel Deutlichkeit, dass bei schiefer Incidenz zur Reflexion ein zweiter Vorgang hinzutritt, der bei senkrechtem Einfall der Kathodenstrahlen fehlt. Im letzteren

Fall ist nämlich die Verteilung der reflectirten Strahlen im Raume für alle Metalle gleichmässig, die Menge in beliebiger Richtung dem cos des Emanationswinkels proportional. Das Verhältnis der Reflexion für einen beliebigen Emanationswinkel e zu derjenigen bei beispielsweise 25^0 ist für alle Metalle das gleiche. Es beträgt für:

	Al	Cu	Zn	Fe	Pt	Ag
$e = 45^0$	0,71	0,72	0,72	0,75	0,73	0,68
$e = 60^0$	—	0,53	0,51	0,49	0,50	0,50

Sobald die Kathodenstrahlen schief auftreffen, zeigen sich Unterschiede im Verhalten der einzelnen Metalle, offenbar von dem jetzt vorhandenen zweiten Effect herrührend. Dies zeigen die folgenden Zahlen, welche das Verhältnis der Reflexion in Richtung $e = 45^0$ zu derjenigen in senkrechter Richtung, $e = 0^0$, für 45^0 Incidenz wiedergeben:

Al	Cu	Zn	Fe	Pt	Ag
1,08	0,98	1,06	0,99	0,78	0,76

Endlich möchten wir, wie es der eine von uns bereits früher gethan hat, dringend darauf aufmerksam machen, dass Messungen der hier beschriebenen Art nur Wert haben können, wenn sie mit constantem Entladungsstrom, d. h. mit Influenzmaschine oder Hochspannungsbatterie ausgeführt sind. Wenn Hr. Seitz dies befolgt hätte, würde er neben übersehbareren Versuchsverhältnissen auch in sehr viel geringerem Maasse die von ihm hervorgehobenen Schwierigkeiten in der Erzielung constanter Ströme gehabt haben.

Berlin, Physik. Inst. d. Univ., März 1902.

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft.

Sitzung vom 11. April 1902.

Vorsitzender: Hr. M. Planck.

Hr. **M. Thiesen** spricht einen
Nachruf für Johannes Pernet.

Hr. **H. Starke** erläutert ferner die in Gemeinschaft mit Hrn. **L. Austin** angestellten Untersuchungen, welche in der in der Sitzung vom 21. März vorgelegten Mitteilung

über die Reflexion der Kathodenstrahlen und eine damit verbundene neue Erscheinung secundärer Emission

in diesen Verhandlungen p. 106—126 bereits veröffentlicht sind.

Hr. **F. Neesen** legt eine
Erwiderung an Hrn. G. W. A. Kahlbaum
vor.

Als Mitglied wird in die Gesellschaft aufgenommen:

Hr. Otto Steffens, Berlin, Philippstr. 13a.
(Vorgeschlagen durch Hrn. Börnstein.)

Adressenberichtigung.

(Vgl. p. 78.)

Hr. Dr. Heinrich Gaedeke, Berlin W. 15, Fasanenstr. 97, l. Gartenhaus, pt.

Nachruf

für

Johannes Pernet.

Von M. Thiesen.

(Gesprochen in der Sitzung vom 11. April 1902.)

(Vgl. oben S. 127.)

Wenn ich es hier unternehme, einige Worte zum Andenken meines dahingeschiedenen Freundes zu sprechen, so will ich doch keineswegs eine wirkliche Biographie geben. Ich benutze ausser dem, was jedem zugänglich ist, kein anderes Material als meine Erinnerungen und seine Briefe an mich. Nun hat uns zwar das Schicksal vielfach zusammengeführt und wenn wir auseinander kamen, so habe ich öfters bogenlange Briefe von ihm erhalten, aber dann blieben wir wohl auch jahrelang ohne directe Beziehung, und seine Briefe geben im allgemeinen nur das wieder, was ihn augenblicklich bewegte. Meine Mitteilungen werden daher notwendigerweise eine subjective Färbung haben müssen.

Johannes Pernet wurde am 18. December 1845 zu Bern geboren. Sein Vater, den er früh verlor, war dort Lehrer, doch blieb die Familie, weil aus dem Waadtlande eingewandert, kantonfremd. Es machte einen tiefen Eindruck auf Pernet, als er später in Königsberg durch Vermittelung Richelot's ein Stipendium erhielt, während ihm in seiner Geburtsstadt als Fremden jede Unterstützung versagt bleiben musste. Schule und Universität besuchte er in Bern, noch als Student in frühen Semestern übernahm er den Unterricht in Mathematik und Naturwissenschaften, ich glaube auch im Turnen, an

dortigen Schulen; 1866 wurde er Assistent am physikalischen Cabinet und an der Sternwarte. Als Frucht dieser Thätigkeit erschien 1869 eine Arbeit von ihm über den Gang der meteorologischen Elemente in Bern.

1868 ging er nach Königsberg, um, wie schon manche Schweizer vor ihm, F. E. Neumann zu hören. Damals lernte ich ihn kennen, zumal da er, als Schweizer Zofinger, dem studentischen Verein beitrat, dem auch ich angehörte.

Schon nach einem Semester folgte Pernet 1869 einem Rufe seines Lehrers Wild, der vor kurzem Director des physikalischen Central-Observatoriums in Petersburg geworden war, als Assistent an diese Anstalt. Veröffentlicht hat er dort eine Abhandlung über die Bestimmung von Erdtemperaturen mit Thermoketten, in welcher er die von ihm in Petersburg zu diesem Zwecke getroffene Einrichtung beschreibt.

Im Herbste 1872 kehrte Pernet wieder für drei Semester an die Königsberger Universität zurück. Neben mathematischen und naturwissenschaftlichen Vorlesungen hörte er hauptsächlich F. E. Neumann, nahm an den theoretischen Uebungen in dessen Seminar teil und durfte auch in Neumann's Privatlaboratorium experimentell arbeiten. Einmal forderte ihn Neumann auf, den Nullpunkt eines soeben eingetroffenen Jolly'schen Luftthermometers zu bestimmen. Pernet erklärte bald, das ginge gar nicht, und nun bemerkte Neumann lächelnd, er habe das auch schon gefunden und begriffe nicht, wie so viele Physiker anstandslos mit diesem Instrumente arbeiteten.

Aus eigener Kenntnis kann ich über diesen zweiten Königsberger Aufenthalt Pernet's kaum berichten, doch traf ich ihn dann im Sommer 1874 wieder in Breslau als Assistent von O. E. Meyer. Hier traten wir uns näher und ich lernte die geselligen und gemütlichen Eigenschaften Pernet's kennen und schätzen; teils im Zusammensein mit Bekannten von Königsberg her, von denen namentlich Dorn, damals Professor extraordinarius in Breslau, zu erwähnen ist, teils im Kreise der Universitätsassistenten, in den auch ich durch Pernet eingeführt wurde. Vielfach trafen wir uns auch in dem

meiner Ansicht nach wenig gemütlichen aber von PERNET bevorzugten Lesezimmer einer Conditorei; erst später erfuhr ich, dass ihn hierher ein besonderer Magnet, eine Verwandte des Besitzers zog. Hier in Breslau arbeiteten wir auch zum ersten Male experimentell zusammen. Es handelte sich um die Untersuchung eines mehrere Meter langen Erdthermometers, wir beobachteten in einem kleinen durch einen eisernen Ofen im Sommer auf über 50° erwärmten Zimmer, bis die trockene Destillation einer Tischplatte, die als Schutz gegen die Strahlung vor den rotglühenden Ofen gestellt war, die Situation unhaltbar machte.

Bald darauf wurde PERNET durch seine Studien über die Bestimmung von Erdtemperaturen zu eingehenden Untersuchungen über die Aenderungen des Eispunktes von Quecksilberthermometern geführt, den Untersuchungen, welche die Grundlage seiner wissenschaftlichen Bedeutung bilden. Zwar waren solche Aenderungen schon mehrfach beobachtet worden, und namentlich DESPRETZ hatte fast vierzig Jahre früher ihre Natur im wesentlichen richtig erkannt. Aber diese Erkenntnis hatte anderen unrichtigen Annahmen weichen müssen. Da nun ausserdem das in Deutschland für Thermometer üblich gewordene Glas diese Aenderungen besonders stark zeigte, so folgte daraus eine erhebliche Ungenauigkeit der Temperaturmessung, die dadurch nicht genauer wurde, dass man sich gewöhnt hatte, die Correcturen des Quecksilberthermometers durch directe Vergleichung mit dem Luftthermometer zu finden. Die fehlerhafte Temperaturbestimmung hat lange Zeit hindurch viele sonst sorgfältige Arbeiten wertlos gemacht.

Hierin ist, und zwar hauptsächlich durch PERNET und durch die von ihm unmittelbar und mittelbar angeregten Arbeiten, eine gründliche Aenderung eingetreten. PERNET zeigte, wie man die Aenderungen der Fundamentalpunkte zu berücksichtigen habe, um zunächst von einem und demselben Thermometer constante Angaben zu erhalten. Damit waren die weiteren Schritte ohne weiteres gegeben, die darin bestanden haben, durch sorgfältig mit Gasthermometern verglichene Quecksilberthermometer eine bestimmte, der abso-

luten Scale nahe kommende Temperaturscale festzulegen und zwar im Intervalle von 0—100° mit einer Genauigkeit von etwa 0,002°. Leider ist aus äusseren Gründen bisher der letzte Schritt unterblieben, eine etwaige Abweichung dieser Scale von der absoluten mit derselben Genauigkeit festzustellen.

Pernet promovirte 1875 in Breslau und habilitirte sich dort 1876 für Physik und Meteorologie. In demselben Jahre folgte er einer Aufforderung des Prof. Foerster, damals Director der Normal-Aichungscommission zu Berlin, in den Universitätsferien seine thermometrischen Untersuchungen in Berlin mit den Mitteln der Commission fortzusetzen. Diese Arbeiten, welche später von seinen Mitarbeitern, Grunmach, Wiebe und mir in den Metronomischen Beiträgen veröffentlicht wurden, bilden wenigstens für das Quecksilberthermometer die Grundlage der heutigen Thermometrie.

Zum 1. Juli 1877 ging Pernet an das im Entstehen begriffene Bureau international des Poids et Mesures im Pavillon de Bretenil bei Paris, wurde einige Monate später, nach der Demission des ersten Directors Govi, mit der Führung der Directorialgeschäfte betraut und führte seine Braut aus Breslau heim, die ihm fast 25 Jahre lang in Freud' und Leid eine treue Gefährtin sein sollte.

Pernet's grosse Verdienste um die Einrichtung des Bureaus sind stets anerkannt worden, aber seine Hoffnung, definitiv zum Director ernannt zu werden, scheiterte. Vielmehr wurde er ganz allmählich zunächst von der leitenden Stellung, sodann von den liebgewonnenen Arbeiten am Brunner'schen Comparator, den er zu einem Musterapparat allerersten Ranges erhoben hatte, verdrängt, und auch die ihm noch gelassenen thermometrischen Arbeiten, für die ihm schliesslich bestimmte Fristen gestellt wurden, konnten trotz aller rastlosen Arbeit zu keinem ganz befriedigenden Abschluss gebracht werden.

Pernet's Stellung zu erschüttern, trug wohl viel eine Krankheit bei, die ihn zwang, Ende 1882 eine Kaltwasserkur zu gebrauchen und die maasslos übertrieben wurde, da man ihn als unheilbar an Gehirnerweichung erkrankt hinstellte.

Dass er aber, nicht ohne kränkende Demütigungen zu erfahren, das Bureau verlassen musste, bewirkte der, ich weiss nicht wie entstandene, Hass eines Landsmannes von ihm, der damals das Comité, ohne seine decorative Spitze zu bilden, mit einer diplomatischen Kleinkunst leitete, der man zwar die Achtung aber nicht die Bewunderung versagen darf.

Nach $8^1/_2$ Jahren einer dem Bureau gewidmeten Arbeit siedelte PERNET Ende 1885 mit Frau und drei Kindern nach Berlin über. Er wurde bei der Normal-Aichungscommission diätarisch beschäftigt und befand sich anfangs, wie natürlich, bei beschränkten Verhältnissen in einer sehr trüben Stimmung, in die erst ein kurzer Aufenthalt an der Seewarte einiges Licht warf. Aber bald raffte er sich zu seiner alten Energie auf. Er suchte und fand rasch neue Beziehungen und wusste namentlich bei HELMHOLTZ eine Anerkennung seiner Arbeiten und eine dauernde kräftige Unterstützung zu finden, wie sie bei HELMHOLTZ' Natur überraschen könnte.

1886 habilitirte sich PERNET unter grösstmöglichem Entgegenkommen der Facultät in Berlin und gründete später ein Privatlaboratorium, das zum Teil recht kostbare Instrumente enthielt. 1887 wurde er kommissorisch, 1888 definitiv zum Mitglied der neu gegründeten Physikalisch-Technischen Reichsanstalt ernannt; die ersten Arbeiten der wissenschaftlichen Abteilung dieser Anstalt wurden in PERNET's Laboratorium ausgeführt.

Neben Ausführung und Leitung der wissenschaftlichen Arbeiten beschäftigte ihn der Bau und die Ausstattung des Dienstgebäudes dieser Abteilung. Er wusste noch eine erhebliche Verbesserung des Bauplanes durchzusetzen und in freundschaftlichem Zusammenarbeiten mit dem eigentlichen Bauleiter war er unermüdlich thätig, für die kleinsten Einzelheiten die beste Ausführungsform zu finden.

Gerade um die Zeit, als der Bau nahe vollendet war und die wissenschaftliche Abteilung ihre regelmässige Thätigkeit beginnen sollte, nahm PERNET zum Wintersemester 1890 eine Stelle als Professor der Physik am Polytechnicum in Zürich an und kehrte also, nachdem er in drei verschiedenen Ländern, Russland, Frankreich und Deutschland, eine neue Heimat zu

finden geglaubt hatte, nach seinem Geburtsland zurück. Es kann dies auffallend erscheinen. Ein Chef, wie HELMHOLTZ, mit dem er aufs beste stand, der ihn wissenschaftlich anregte und ihm dabei in seinen Arbeiten völlige Freiheit liess, durch dessen Autorität er vieles zu erreichen hoffen durfte; ein wissenschaftlicher Stab von vier Assistenten und Hülfsarbeitern, wie er für grössere Untersuchungen erwünscht aber auch ausreichend ist; ein Institut, in dem jedes Möbel und fast jeder Apparat nach seinen Plänen ausgeführt war; Aufgaben, die ganz seiner Neigung entsprachen; Mittel, die jedenfalls an anderer Stelle für gleiche Zwecke nicht zu erhalten waren: das waren Bedingungen, die wohl vielfach als ideal erscheinen konnten. Freilich fehlten auch die Schatten in diesem Gemälde nicht. Ausschlaggebend aber waren pecuniäre Gründe. PERNET, dessen sanguinisches Temperament auch in seinen wissenschaftlichen Arbeiten nicht immer das Ziel den vorhandenen Mitteln anzupassen verstand, ist, trotz der unverdrossenen Fürsorge seiner Frau, wohl niemals ganz aus pecuniären Sorgen herausgekommen und, obgleich er das damalige Maximalgehalt der Stellung bezog, so sah er doch in der Uebersiedelung nach Zürich eine wesentliche Verbesserung.

In Zürich musste natürlich die wissenschaftliche Thätigkeit PERNET's, wenigstens in der bisher geübten Art, gegen eine sehr ausgedehnte Lehrthätigkeit zurücktreten, jedenfalls mehr, als er bei Annahme der Stellung vermutet hatte. Seine Bemühungen, die wissenschaftlichen Arbeiten in der Schweiz zu heben, hatten nur einen teilweisen und langsamen Erfolg. Eigene Krankheit und Krankheiten der Kinder trafen ihn schwer. Aber in der letzten Zeit schien sich vieles zum bessern zu wenden, und im vorigen Sommer durfte ich mit ihm und einem Teile seiner Familie wieder einige frohe Stunden verleben. Jetzt hat ihn plötzlich und unvermutet der Tod dahin gerafft. Die Empörung über die wissenschaftliche Unehrlichkeit eines Schülers, der Beobachtungen fingirt hatte, soll ihm einen starken Stoss versetzt haben; in einer Sitzung, in der über die Schaffung einer der Reichsanstalt ähnlichen Anstalt verhandelt wurde, traf ihn, während er

sprach, der Schlag und nach wenigen Stunden verschied er am 15. Februar d. J., ohne das Bewusstsein wieder erlangt zu haben.

Unserer Gesellschaft gehörte PERNET seit 1886 an; vorgetragen hat er über Themata, die Thermometer, Barometer und den Phonographen betreffen; mehrere Jahre hindurch hat er Referate für die Fortschritte geliefert.

PERNET's wissenschaftliche Hauptbedeutung liegt, wie schon erwähnt, auf dem Gebiete der Temperaturmessung; aber er verwahrte sich mit Recht dagegen, als „einseitiger Thermometerfritze" ausgeschrieen zu werden. Für eine grosse Gruppe von Messungen sind gute Temperaturbestimmungen Vorbedingung; erst wenn solche erzielt waren, konnte man weiter gehen. Namentlich wollte er sich dann der Calorimetrie widmen und thatsächlich hat er auch hier eine feste Grundlage geschaffen durch eigene kritische Arbeiten und durch die Versuche seines Schülers LÜDIN über die specifische Wärme des Wassers. Viel hat er auch in Construction und Verbesserung von Apparaten und auf dem Gebiete der Längenmessung geleistet; eine seiner letzten Veröffentlichungen enthält den Vorschlag zu einem Drehcomparator. Doch ich will hier kein vollständiges Bild seiner wissenschaftlichen Thätigkeit geben; da er eifriger im Schaffen als im Veröffentlichen war, wird sich dies vielleicht auch erst später ausführen lassen.

In seinen Arbeiten war PERNET unermüdlich, Tag und Nacht waren ihm gleich und der verlorene Schlaf wurde gerne auf Fahrten in der Strassen- oder Eisenbahn nachgeholt; ich könnte manch' ein Beispiel dafür anführen, dass er wirklich, einmal bei der Arbeit, wie er sagte, zu faul zum Aufhören war. Dafür konnte er dann auch freilich zur Verzweiflung anderer eine angefangene Sache Jahre lang liegen lassen.

Dabei war er ein guter Gesellschafter, ein liebevoller Gatte und Vater, musikalisch, religiös. Leicht wusste er sich Beziehungen und warme Freunde zu schaffen; freilich kann man auch nicht behaupten, dass er keinen Feind gehabt hätte. Er hatte ausgesprochene Abneigungen; selbsterfahrenes

wie fremdes Unrecht, bemerkte Unredlichkeiten liessen ihn niemals kalt und auch um seine Ziele zu erreichen, fürchtete er nicht, wie er sagte, tüchtig um sich zu beissen.

Alle, die ihn näher gekannt haben, werden ihm ein treues warmes Andenken bewahren, und auch in der Wissenschaft wird sein Name, wie ich glaube, einen besseren Platz finden, als es der ihm bei Lebzeiten im allgemeinen gewordenen Anerkennung entspricht.

Erwiderung an Hrn. G. W. A. Kahlbaum; von F. Neesen.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 11. April 1902.)

(Vgl. oben S. 127.)

Auf die in diesen Verhandlungen veröffentlichten Bemerkungen von Hrn. KAHLBAUM [1]) zu meinen Vergleichsversuchen über Quecksilberpumpen scheint es mir nur angezeigt, thatsächliches anzuführen.

Ueber die unter a) bemängelte Methode, die Druckveränderung aus der jeweiligen Lichterscheinung zu bestimmen und den unter c) gemachten Einwurf der Inconstanz der Erwärmung wegen veränderlichem Druck, wird sich jeder, welcher sich für die Frage interessirt, selbst sein Urteil bilden. Zu b) wiederhole ich, was schon in meiner ersten Veröffentlichung stand, dass mit jeder Pumpe der Versuch nicht einmal, sondern mindestens zweimal hintereinander gemacht wurde. Unterschiede in der Entleerungszeit, welche den in Betracht kommenden Zeitdifferenzen von mehreren Minuten vergleichbar waren, habe ich nicht gefunden. Uebrigens dürfte es für die Praxis nicht darauf ankommen, was eine solche Pumpe nach einmaligem Luftzulassen leisten kann, sondern was sie sofort leistet.

Aus einer Fussnote in der Entgegnung von Hrn. KAHLBAUM könnte vielleicht ein Leser entnehmen, dass ich aus der Erwärmungsvorrichtung ein Geheimnis machen will. Diese Vorrichtung rührt aber von Hrn. BURGER her.

1) G. W. A. Kahlbaum, Verhandl. d. Deutschen Physik. Gesellsch. 4. p. 72 ff. 1902.

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft.

Sitzung vom 25. April 1902.

Vorsitzender: Hr. E. Warburg.

Hr. **F. F. Martens** spricht
über den Einfluss des Atomgewichtes auf die Eigenschwingung, Dispersion und Farbe von durchsichtigen Elementen und Verbindungen.
(Vorläufige Mitteilung.)

Hr. **J. Traube** trägt ferner vor eine
Theorie der kritischen Erscheinungen und der Verdampfung. Beitrag zur Theorie der Lösungen.

Hr. M. Planck legt eine Mitteilung des Hrn. **J. Stark** in Göttingen vor:
Kritische Bemerkungen zu der Mitteilung der Herren Austin und Starke über Kathodenstrahlreflexion.
(vgl. diese Verhandlungen p. 106—126).

Hr. **O. Schönrock** legt endlich eine von ihm in Gemeinschaft mit Hrn. **R. Wachsmuth** verfasste Mitteilung vor:
Beiträge zu einer Wiederholung des Mascart'schen Versuches.

Als Mitglied wird in die Gesellschaft aufgenommen:
Hr. C. Krall, Elberfeld, Roonstr. 54.
(Vorgeschlagen durch Hrn. H. Starke.)

Ueber den Einfluss des Atomgewichtes auf die Eigenschwingung, Dispersion und Farbe von durchsichtigen Elementen und Verbindungen; von F. F. Martens.

(Vorläufige Mitteilung.)

(Vorgetragen in der Sitzung vom 25. April 1902.)

(Vgl. oben S. 137.)

I. Versuche.

1. Methode.

Die nachstehenden Versuche sind fast alle nach einer schon früher vom Verfasser benutzten Methode[1]) angestellt. Das grosse Flussspatprisma des Institutes ist auf einem 10″-Spectrometer von Schmidt & Haensch, dessen Objective aus Quarz und Flussspat bestehen, aufgestellt. Das Ocular ist durch eine photographische Camera ersetzt, welche jedoch leicht mit dem Ocular vertauscht werden kann. Um die

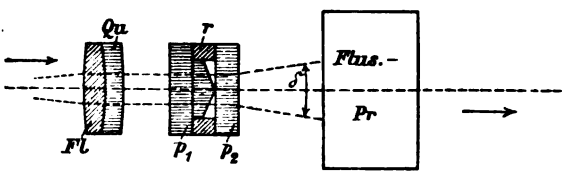


Fig. 1.

Brechungsexponenten von Flüssigkeiten zu bestimmen, werden diese in einen Hohlraum (vgl. Fig. 1) gebracht, welcher durch den Ring r und die beiden Quarzplatten p_1 und p_2 gebildet wird.

Ausser der Flüssigkeit befindet sich in dem Hohlraume ein Zwillingsprisma aus Quarz, dessen beide brechende Winkel $\varphi = 1^0\,10'$ sind. Axenrichtung ist durch Schraffiren angedeutet.

Bei der Anwendung wird die brechende Kante des Zwillingsprismas horizontal gestellt, ebenso der Spalt des Spectro-

1) F. F. Martens, Ann. d. Phys. 6. p. 603—640. 1901.

meters. Auf der Platte entstehen dann zwei übereinanderliegende Reihen horizontaler Spaltbilder. Ist δ der Winkelabstand zweier Spaltbilder derselben Wellenlänge, n der gesuchte Exponent der Flüssigkeit, N der bekannte Index des ordentlichen Strahles im Quarz, so ist nach bekanntem Satze

$$\tfrac{1}{2}\delta = \pm (n-1)\varphi \mp (N-1)\varphi,$$

und deshalb

$$n = N \pm \frac{\delta}{2\varphi}, \tag{1}$$

je nachdem $n \gtrless N$.

2. Brom, Br.

Die Eigenschwingung eines durchsichtigen Elementes kann man auf verschiedene Weise ermitteln; man kann entweder 1. die Dispersion des Elementes oder 2. die Dispersion von Verbindungen desselben bestimmen und aus dem Ansteigen der Brechungsexponenten auf die Lage der Eigenschwingung schliessen; man kann 3. die Absorption von Lösungen des Elementes oder 4. von Lösungen der Verbindungen bestimmen. Auf flüssiges Br hat Verfasser die Methoden 1 und 3 angewandt.

Genau ist Br bisher nur von Hrn. Ch. Rivière[1]) untersucht worden, der die Exponenten im sichtbaren Gebiet bestimmte. Diese Exponenten sind mit den vom Verfasser gefundenen in Tab. 1 zusammengestellt. In Fig. 2 sind die Exponenten gezeichnet. Bei 413 $\mu\mu$ ist ein starker Absorptionsstreifen vorhanden, der in geringem Grade zu anomaler Dispersion Anlass giebt. Der Jodgehalt des benutzten käuflichen Br kann wohl kaum die Ursache dieses Absorptionsstreifens sein. Berechnet man aus den Exponenten von Rivière die Eigenschwingung λ' der Ketteler-Helmholtz'schen Dispersionsformel (III), welche lautet

$$n^2 = m + \frac{m'\lambda^2}{\lambda^2 - \lambda'^2},$$

so findet man $\lambda' = 322\,\mu\mu$. Hieraus sowie aus dem starken Ansteigen der Exponenten in dem kurzen durchgelassenen Spectralbereich von 340—361 $\mu\mu$ folgt, dass der Absorptionsstreifen bei 413 nicht die Haupteigenschwingung von Br ist.

1) Ch. Rivière, Compt. rend. **131**. p. 671—672. 1900.

Tabelle 1.

Brom. 15°.

Element	λ in $\mu\mu$	Martens, photographisch	Martens, subjectiv [1])	Rivière, subjectiv 15°
Cd	340	1,751	—	—
Cd	346	1,734	—	—
Cd	361	1,708	—	—
(Geschätzt)	413	Starker Absorptionsstreifen		
Cd	533	1,671	1,671	—
Cd	537		1,670	—
Pb	560	1,664	1,668	—
Cd	580	1,662	—	—
Na	589	—	1,659	(1,6603)
Cd	643	1,649	1,544	—
(Interferenz)	653	—	—	1,6472
H	656	—	1,646	—
(Interferenz)	671	—	—	1,6447
(Interferenz)	676	—	—	1,6439
Sonne *B*	686	—	1,643	—
(Interferenz)	701	—	—	1,6408
Sonne *a*	718	—	1,639	—
(Interferenz)	729	—	—	1,6379
(Interferenz)	758	—	—	1,6352
Sonne *A*	760	—	1,636	—
(Interferenz)	790	—	—	1,6327

Um diesen Punkt näher aufzuklären, hat Verfasser verdünnte Lösungen von Br in Amylalkohol, Aethylalkohol und in Schwefelkohlenstoff, CS_2, hergestellt. In dicker Schicht der CS_2-Lösung zeigte sich der Streifen 413 $\mu\mu$ bedeutend nach dem Rot verschoben. Daraus erklärt sich, dass die CS_2-Lösung violett gefärbt ist, während die alkoholischen Lösungen braun sind; ein ähnliches Verhalten ist vom Jod lange bekannt. Wurden die Lösungen in dem Flüssigkeitsprisma (vgl. Fig. 1) untersucht, so war wegen der geringen Schichtdicke von dem Absorptionsstreifen 413 nichts zu bemerken. Dagegen zeigte sich an anderer Stelle stets ein starker Absorptionsstreifen. In alkoholischen Lösungen war die starke Linie 274 $\mu\mu$ ganz

1) In ähnlicher Weise untersucht, wie glasiges Se, vgl. p. 148.

ausgelöscht, 257 und 322 waren etwa gleich stark geschwächt; man kann die Mitte des Streifens bei 290 $\mu\mu$ annehmen. CS_2 besitzt bei 313 $\mu\mu$ einen starken Absorptionsstreifen, der durch den Br-Gehalt verstärkt und nach rechts gerückt wurde; also absorbirt Br in CS_2 bei etwa 320 $\mu\mu$. Als wahrschein-

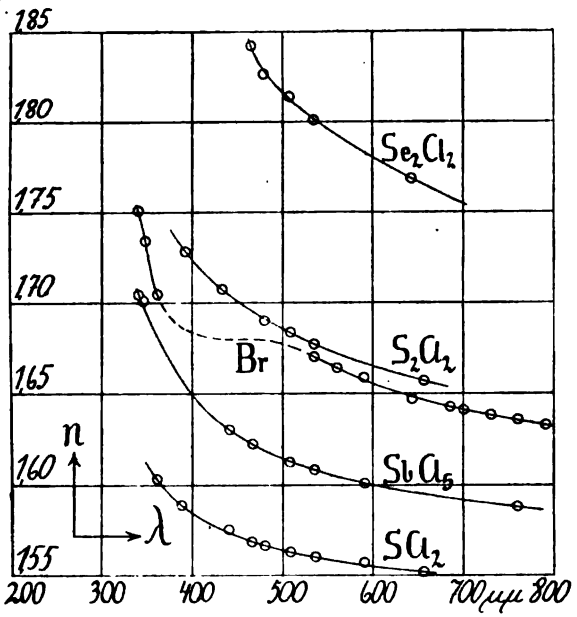


Fig. 2.

lichster Wert für die Haupteigenschwingung von Br folgt hieraus der Mittelwert von 290 und 320, d. h. 305 $\mu\mu$.

Strahlen von 214—257 werden durch die alkoholischen Lösungen gut durchgelassen, kürzere Strahlen sind nicht untersucht.

Es mag noch erwähnt werden, dass Br bei — 180° eine rötlich gelbe Masse bildet.

8. Jod, J.

Jod färbt bekanntlich Alkohol braun, Schwefelkohlenstoff violett; die CS_2-Lösung besitzt einen Absorptionsstreifen bei

etwa 510 $\mu\mu$; von der Aethylalkohollösung hat Hr. Stöckl[1]) nachgewiesen, dass die Absorption bei der kürzesten von ihm untersuchten Wellenlänge $\lambda = 420\,\mu\mu$ mit abnehmendem λ noch ansteigt.

Verfasser hat gefunden, dass Amylalkohol viel mehr J löst als die übrigen Lösungsmittel und zwar wie Aethylalkohol mit brauner Farbe. Durch die im Flüssigkeitsprisma befindliche Lösung hindurch wurde das Spectrum auf einer rotempfindlichen Platte von Perutz in München photographirt. Von 643—401 $\mu\mu$ sind alle Linien erschienen, ebenso von 361—214 $\mu\mu$. Die Mitte eines starken Absorptionsstreifens liegt bei 380 $\mu\mu$. Der Mittelwert der Wellenlängen 380 und 510 $\mu\mu$ erscheint dem Verfasser als der wahrscheinlichste Wert für die Haupteigenschwingung des J; demnach würde diese bei etwa 445 $\mu\mu$ liegen.

Dass wir es hier mit der Haupteigenschwingung zu thun haben, wird nicht nur durch die Durchlässigkeit der alkoholischen Lösung für alle anderen λ, sondern noch durch Versuche von Le Roux[2]) und von Lommel[3]) wahrscheinlich gemacht. Le Roux fand, dass Joddampf die violetten Strahlen weniger stark bricht als die roten Strahlen. Lommel beobachtete, dass blaue Strahlen den Joddampf fluorescirend machen, während die wenig absorbirten roten, violetten und ultravioletten Strahlen ganz wirkungslos sind.

Verfasser hat J in seinem Flüssigkeitsprisma geschmolzen; obwohl die Schichtdicke in dem Prisma sehr gering ist, war sowohl das geschmolzene als auch das wieder erstarrte J undurchsichtig. J an Quarz erstarrt, zeigt für Strahlen, die im Quarz reflectirt werden, deutlich blaue Oberflächenfarbe; dies gilt auch für eine concentrirte Lösung von J in Amylalkohol (deren Brechungsindex für rotes Licht 2,0 ist), nicht aber für geschmolzenes Jod. In sehr dünner Schicht sieht festes J in der Durchsicht hellrot aus, ist aber für Strahlen in dem ganzen Bereich von 214—600 $\mu\mu$ undurchlässig.

---

1) K. Stöckl, Münchener Diss. 1900.

2) Le Roux, Compt. rend. 55. p. 126. 1862.

3) E. Lommel, Wied. Ann. 19. p. 356—358. 1883.

4. Selen, Se.

Selen ist in drei Modificationen bekannt, 1. als hellrotes Pulver, 2. als glasiges, in dünnen Schichten rotes Licht durchlassendes, 3. als metallisches Se. Glasiges Se erhält man bei schneller Abkühlung geschmolzenen Se. Ist weisses Licht in Quarz an einer dicken Schicht glasigen Se reflectirt worden, so scheinen dem Verfasser die blauen Strahlen etwas bevorzugt zu sein. Die Dispersion von glasigem Se hat Verfasser in folgender Weise untersucht. Se wird in einer Porzellanschale geschmolzen (bei 217°). Eine planparallele Quarzplatte und das erwähnte Zwillingsprisma werden auf einer mit Papier be-

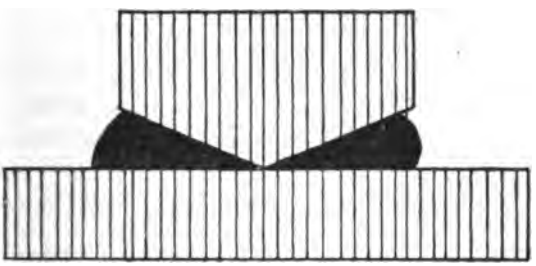


Fig. 8.

deckten Eisenplatte unter einem Tuche auf 130° erhitzt. Dann wird etwas Se auf die Platte gegossen und das Prisma so aufgedrückt, wie Fig. 3 zeigt. Lässt man die Combination in freier Luft abkühlen, so bleibt das Se glasig und durchsichtig. — Um die Exponenten zu messen, wird der Spectrometerspalt mit Sonnenlicht beleuchtet. Auf dem Spectrometertisch ist ein Flintprisma aufgestellt; das Zwillingsprisma wird so vor dem Fernrohrobjectiv befestigt, dass die Kante vertical steht. Alle Linien des vom Flintprisma entworfenen Sonnenspectrums sind dann verdoppelt. Ist δ der dem Teilkreis gemessene Winkelabstand, z. B. der beiden Linien A, $180^0-2\varphi$ der Winkel, den die Flächen des Zwillingsprismas miteinander bilden, N_A der Exponent von Quarz ω für die Linie A, dann ist der Exponent von Se für A

$$n_A = N_A + \frac{\delta}{2\varphi}.$$

Die Exponenten von Se sind schon mehrfach bestimmt. H. BECQUEREL[1]) stellte einen Keil zwischen Glasplatten her und erhielt für mittleres rotes Licht, d. i. etwa 718 $\mu\mu$, $n = 2{,}655$. SIRKS[2]) bestimmte im Sonnenlicht aus dem Abstande FIZEAU'scher Interferenzstreifen die Dispersion. Für die Kenntnis der Dispersion sind die SIRKS'schen Exponenten wertvoller als die des Verfassers, doch glaubt Verfasser, dass die eigenen absoluten Exponenten richtiger sind und hat dementsprechend die SIRKS'schen Werte corrigirt.

Tabelle 2.

Selen. 18°.

λ	SIRKS	MARTENS, $t = 18°$	SIRKS, corr.	berechnet	BECQUEREL
569	3,06	—	3,02	3,05	—
D 589	2,98	—	2,936	2,936	—
C 656	2,787	—	2,746	2,738	—
B 687	2,730	2,689	2,689	2,689	—
a 718	2,692	2,650	2,652	2,652	2,655
A 760	2,654	2,616	2,615	2,615	—
K_a 768	—	2,618	—	2,610	—
Sonne 822	—	2,574	—	2,578	—

Zur Berechnung diente die KETTELER-HELMHOLTZ'sche Dispersionsformel III mit den Constanten

$$m = 4{,}6576,$$
$$m' = 1{,}8018, \qquad \lambda' = 0{,}4829\ \mu.$$

Bei der geringen Genauigkeit der Exponenten sind die berechneten Constanten sehr unsicher. Die dünne Schicht Se zwischen Zwillingsprisma und Glasplatte liess im ganzen Ultraviolett keine Strahlen hindurch, ist also für Strahlen von 660—214 $\mu\mu$ undurchlässig; für die Photographie des ultraroten Spectrums dürfte Se ein wertvoller Strahlenfilter sein. Der Umstand, dass m viel grösser als 1 und als m' ist, lässt darauf schliessen, dass eine viel stärkere Eigenschwingung als λ' bei kleinerer Wellenlänge vorhanden ist, was durch die nachfolgenden Versuche mit Selenchlorür, Se_2Cl_2, bestätigt wird.

1) H. BECQUEREL, Ann. chim. phys. (5) 12. p. 31. 1877.
2) J. L. SIRKS, Pogg. Ann. 143. p. 429—439. 1871.

In neuerer Zeit hat Hr. Wood[1]) die optischen Eigenschaften von Se untersucht; leider ist die Arbeit bisher nur im Auszuge erschienen.

Lösungen von Se in CS_2 und in Chlorkohlenstoff CCl_4 zeigten keinen Unterschied gegen die Absorption der Lösungsmittel; dies liegt wohl an der sehr geringen Löslichkeit, auch könnte eine etwaige Absorption der CS_2-Lösung durch den Streifen von reinem CS_2 bei 313 $\mu\mu$ verdeckt sein. Se löst sich in der Wärme reichlich in Se_2Cl_2, doch wurde solche Lösung nicht untersucht, weil Se_2Cl_2 keine ultravioletten Strahlen durchlässt.

5. Selenchlorür, Se_2Cl_2.

Verfasser hat Selenchlorür durch Erhitzen von Phosphorpentachlorid und Selen hergestellt[2]):

$$PCl_5 + 2Se = Se_2Cl_2 + PCl_3.$$

Das Phosphortrichlorid abzudestilliren, ist dem Verfasser nicht vollständig gelungen; dies zeigte die Spectralanalyse, wie weiter unten beschrieben ist. Die nachstehenden Exponenten von Se_2Cl_2, einer schön rubinroten Flüssigkeit, sind teils subjectiv, teils photographisch untersucht:

467	480	508	533	643 $\mu\mu$
1,841	1,826	1,814	1,801	1,768

In Fig. 2 sind die Exponenten graphisch gezeichnet; man sieht, wie die Exponenten ausserordentlich stark ansteigen. Im Ultraviolett von 214 bis zum sichtbaren Gebiet war Se_2Cl_2 undurchlässig.

Es wurden nun Lösungen von Se_2Cl_2 in Phosphortrichlorid PCl_3 und in Chlorkohlenstoff CCl_4 untersucht. Die PCl_3-Lösung zeigte einen Absorptionsstreifen bei 310 $\mu\mu$; 257 war die kürzeste durchgelassene Wellenlänge, wie bei reinem PCl_3. Die CCl_4-Lösung zeigte zwei Streifen, bei 245 und 310 $\mu\mu$. Endlich wurde eine Lösung von etwas PCl_3 in viel CCl_4 untersucht; es fand sich ein starker Streifen bei 245 $\mu\mu$. Aus diesen Versuchen geht mit Sicherheit hervor: 1. PCl_3 hat einen starken Absorptionsstreifen bei 245 $\mu\mu$; 2. Se_2Cl_2 hat einen

1) R. W. Wood, The absorption, dispersion and surface colour of selenium, Phys. Soc. of London, vorgetragen 28. Febr. 1902; Referat Chem. News. 85. p. 116. 1902. Hr. Wood hat keine Oberflächenfarbe constatirt.

2) Nach E. Baudrimont, Ann. de chim. et phys. (4) 2. p. 9. 1864.

starken Absorptionsstreifen bei 310 $\mu\mu$. Es wäre an sich denkbar, dass Se_2Cl_2 noch einen Streifen bei 245 hat; doch ist anzunehmen, dass das vom Verfasser hergestellte Se_2Cl_2 nicht rein ist, PCl_3 enthält und daher bei 310 und bei 245 absorbirt. Es sind zwei Chloride des Se bekannt, Se_2Cl_2 und $SeCl_4$. Wir werden unten sehen, dass, je mehr Atome eines Elementes im Molecül einer Verbindung enthalten sind, um so sicherer die Eigenschwingung des Elementes in der Verbindung vorhanden ist. Deshalb darf man annehmen, dass die Haupteigenschwingungen von Se_2Cl_2 und von reinem Se nahezu identisch sind. Daraus würde folgen, dass reines Se bei etwa 310 $\mu\mu$ seine Haupteigenschwingung hat.

6. Chloroform $CHCl_3$ und Chlorkohlenstoff CCl_4.

Beide Flüssigkeiten sind vollkommen farblos und leicht zu untersuchen. $CHCl_3$ ist bis 214, CCl_4 bis 219 durchlässig. Die Dielektricitätsconstante von CCl_4 ist 2,2; die Uebereinstimmung mit dem Quadrat des Brechungsexponenten für langwellige Lichtstrahlen zeigt, dass keine anomale Dispersion im Ultrarot vorhanden ist.

Die Exponenten von $CHCl_3$ sind in Fig. 6, die von CCl_4 in Fig. 7 graphisch dargestellt.

Tabelle 3.

$t = 15°$.

λ	$CHCl_3$	CCl_4	λ	$CHCl_3$	CCl_4
214	1,578	—	346	1,478	1,498
219	1,566	1,599	361	1,475	1,494
224	1,555	1,588	441	1,465	1,482
231	1,542	1,573	467	1,462	1,481
257	1,516	1,540	480	1,462	1,478
274	1,504	1,526	508	1,460	1,476
288	1,498	1,518	537	1,458	1,475
298	1,493	1,513	589	1,455 [1])	1,471 [2])
313	1,488	1,507	760	1,450 [1])	1,465 [2])
325	1,484	1,503			

1) Nach J. H. Gladstone u. T. P. Dale, Phil. Trans. 153. p. 338. 1863 berechnet, unter der Annahme, dass die Werte des Verfassers für blaues Licht genau richtig sind.

2) Gladstone, Journ. of chem. Soc. 59. p. 293. 1891.

7. Phosphortrichlorid PCl_3.

Tabelle 4.

$t = 14°$.

λ	PCl_3	λ	PCl_3
268	1,666	361	1,555
274	1,634	467	1,529
288	1,610	480	1,525
298	1,597	508	1,524
325	1,578	537	1,520
340	1,564	589	1,516[1])
346	1,561	760	1,506[1])

Phosphortrichlorid ist völlig farblos, die kürzeste durchgelassene Wellenlänge ist 263 $\mu\mu$. In CCl_4 gelöst, bewirkt PCl_3 einen starken Absorptionsstreifen bei 245 $\mu\mu$.

Die Exponenten sind in Fig. 6 gezeichnet. Das starke Ansteigen der Exponenten an der Grenze des durchgelassenen Spectrums erklärt sich durch den Absorptionsstreifen bei 245 $\mu\mu$.

8. Schwefelchlorür S_2Cl_2 und Schwefelchlorid SCl_2.

Tabelle 5.

$t = 14°$.

λ	S_2Cl_2	SCl_2	λ	S_2Cl_2	SCl_2
361	—	1,603	480	1,690	1,566
388	—	1,588	508	1,684	1,563
398	1,728	—	537	1,677	1,560
438	1,707	—	589[2])	1,666	1,557
441	—	1,575	656[2])	1,657	1,851
467	1,700	1,568			

S_2Cl_2 ist eine orangerote, SCl_2 eine dunkelrote Flüssigkeit. S_2Cl_2 ist bis etwa 396 durchlässig, SCl_2 bis 361. Dass die Absorption schon bei so grossen Wellenlängen beginnt, wird nicht durch eine sehr nahe Haupteigenschwingung bewirkt, sondern vielleicht durch dieselbe Ursache, welche bei CS_2 eine starke Absorption bei 313 $\mu\mu$ hervorruft. Die Exponenten sind in Tab. 3 und Fig. 2 dargestellt.

1) Nach J. H. Gladstone u. T. P. Dale, Phil. Trans. **123**. p. 317. 1868.
2) Ber. nach T. Costa, R. C. dei Lincei (4) **6**. 1 sem. p. 408. 1890.

9. Zinnchlorid $SnCl_4$ und Arsentrichlorid $AsCl_3$.

Tabelle 6.

$t = 14°$.

λ	$SnCl_4$	$AsCl_3$	λ	$SnCl_4$	$AsCl_3$
263	1,681	—	361	1,564	1,659
274	1,645	1,777	441	1,542	1,623
284	—	1,753	467	—	1,623
288	1,621	1,742	480	1,530	1,620
298	1,609	1,724	508	1,529	1,617
313	—	1,702	537	1,523	1,613
325	1,584	1,689	656	1,515 [1]	1,600 [1]
340	1,573	1,674	760	1,511 [2]	—
346	1,572	1,668			

10. Antimonpentachlorid $SbCl_5$.

Tabelle 7.

$t = 14°$.

λ	$SbCl_5$	λ	$SbCl_5$
340	1,704	480	1,619
346	1,701	508	1,612
361	1,684	537	1,609
441	1,630	589	1,601
467	1,623	656 [3]	1,588

11. Wasser und Kochsalzlösung.

H. Hertz [4]) und Ph. Lenard [5]) haben bei ihren Versuchen über die elektrischen Wirkungen ultravioletten Lichtes die merkwürdige Erscheinung beobachtet, dass Steinsalzlösung für die brechbarsten ultravioletten Strahlen viel undurchlässiger ist als festes Steinsalz. Verfasser hat diese Beobachtung durch Photographie bestätigt gefunden.

Es zeigt sich, dass die Al-Strahlen 185 und 186 $\mu\mu$ durch zwei Quarzplatten und eine 6 mm dicke Steinsalzplatte gleich-

1) Nach A. Haagen, Pogg. Ann. **131.** p. 117. 1867.
2) Nach Gladstone, Journ. of chem. Soc. **59.** p. 299. 1891.
3) Nach J. H. Gladstone, Phil. Trans. **160.** p. 28. 1870.
4) H. Hertz, Wied. Ann. **31.** p. 983. 1887.
5) Ph. Lenard, Ann. d. Phys. **1.** p. 486. 1990.

zeitig kräftig hindurchgehen. Die Steinsalzplatte wird nun in destillirtem Wasser gelöst. Werden die beiden Quarzplatten, mit einer dünnen Schicht der gesättigten Lösung dazwischen, fest aufeinander gepresst, so geht 185, wenn auch merklich geschwächt, noch hindurch.

Werden dagegen beide Platten nur lose aufeinander gelegt, sodass eine etwas dickere Flüssigkeitsschicht entsteht, so geht 185 nicht mehr durch, 193 und 199 sind stark geschwächt. Werden die Platten durch einen mit Lösung angefüllten Zwischenraum von 6 mm Dicke getrennt, so gehen 185, 193 und 199 absolut nicht mehr hindurch. Destillirtes Wasser zeigt sich in der Schichtdicke von 6 mm als völlig durchlässig bis 185 $\mu\mu$.

Verfasser hat ferner die Dispersion von Wasser und gesättigter Kochsalzlösung nach der eingangs beschriebenen Methode der gekreuzten Prismen gemessen; die Exponenten sind in Tab. 8 zusammengestellt.

Tabelle 8.

$t = 15°$.

Element	λ	n Wasser	n NaCl-Lösung	δ
Al	186,2	1,457	—	—
Al	193,5	1,435	1,556	121
Al	199,0	1,422	1,530	108
Cd?	200,1	1,421	1,527	106
Zn	202,5	1,417	1,517	100
Zn	206,2	1,411	1,506	95
Zn	210,0	1,403	1,493	90
Cd	214,5	1,400	1,486	86
Cd	219,5	1,389	1,475	86
Cd	231,3	1,379	1,457	78
Cd	257,3	1,368	1,434	66
Cd	274,9	1,363	1,425	62
Cd	288,1	1,359	1,420	61

Dass die Exponenten der Kochsalzlösung nach der Seite der kürzeren Wellen hin so stark ansteigen, ist der Hauptsache nach auf den nächstliegenden Streifen anomaler Dispersion zurückzuführen, der sich für festes Steinsalz bei 156 $\mu\mu$

berechnet. Ob dieser Streifen in der Lösung wirklich, wie es scheint, nach der Seite der längeren Wellen hin verschoben oder vielleicht nur verbreitert ist, kann erst entschieden werden, wenn die Exponenten von Wasser und Kochsalzlösung bis auf einige Einheiten der fünften Decimale bekannt sind.

12. Methode zur genauen Bestimmung der Indices von Flüssigkeiten im Ultraviolett.

Die eingangs beschriebene Methode zur Bestimmung von Brechungsexponenten erlaubt, bis auf einige Einheiten der dritten Decimale genau zu messen.

Die im Folgenden beschriebene Methode ist ebenfalls auf stark absorbirte Strahlen anwendbar und ermöglicht eine bis auf einige Stellen der fünften Decimale genaue Bestimmung der Brechungsindices.

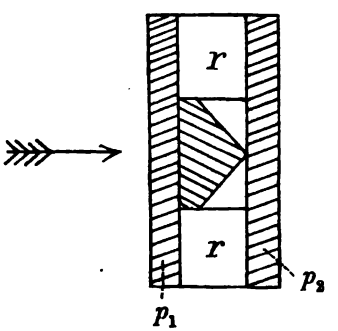


Fig. 4.

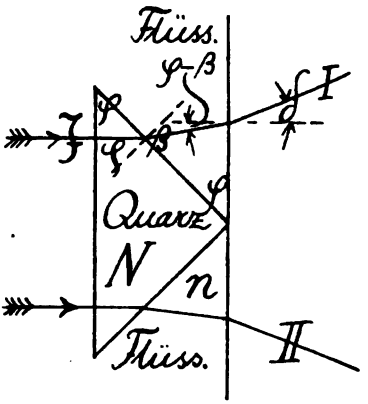


Fig. 5.

Die zu untersuchende Flüssigkeit wird ebenfalls in einen Hohlraum gefüllt (vgl. Fig. 4), der durch den Ring r und die Quarzplatten $p_1 p_2$ gebildet wird. Im Hohlraum befindet sich ein Zwillingsprisma, dessen beide brechende Winkel φ etwa 30° betragen. Das Prisma wird zwischen den Spectrometerobjectiven so justirt, dass die brechenden Kanten vertical stehen.

Das vom Collimator kommende Strahlenbündel wird beim Durchgang durch den Prismenkörper in zwei Bündel I und II geteilt (vgl. Fig. 5), deren Winkelabstand 2δ photographisch oder subjectiv ermittelt wird.

Der gesuchte Index n für eine Wellenlänge berechnet sich in folgender Weise. Die planparallelen Quarzplatten kommen bekanntlich für die Richtung der Lichtbündel nicht in Betracht. Das Strahlenbündel J fällt unter dem Winkel φ auf die zweite Prismenfläche ein, für die Brechung an dieser Fläche gilt die Gleichung:

$$N \sin \varphi = n \sin \beta.$$

Der Index N muss bekannt sein; deshalb wird das Zwillingsprisma zweckmässig aus Kalkspat, Quarz oder Flussspat hergestellt.

Auf die dritte Fläche trifft das Bündel unter dem Einfallswinkel $(\varphi - \beta)$, für die Brechung gilt also:

$$\sin \delta = n \sin (\varphi - \beta).$$

Addirt bez. subtrahirt man die linken bez. rechten Seiten, so erhält man die beiden Gleichungen:

$$N \sin \varphi + \sin \delta = n [\sin \beta + \sin (\varphi - \beta)],$$
$$N \sin \varphi - \sin \delta = n [\sin \beta - \sin (\varphi - \beta)].$$

Berechnet man den Hülfswinkel ψ durch die Gleichung:

$$\sin \psi = N \sin \varphi, \tag{2}$$

so kann man schreiben:

$$2 \sin \frac{\psi + \delta}{2} \cos \frac{\psi - \delta}{2} = 2 n \sin \frac{\varphi}{2} \cos \left(\beta - \frac{\varphi}{2}\right),$$
$$2 \cos \frac{\psi + \delta}{2} \sin \frac{\psi - \delta}{2} = 2 n \cos \frac{\varphi}{2} \sin \left(\beta - \frac{\varphi}{2}\right).$$

Durch Division der rechten und linken Seiten folgt:

$$\operatorname{tg} \left(\beta - \frac{\varphi}{2}\right) = \operatorname{tg} \frac{\varphi}{2} \operatorname{tg} \frac{\psi - \delta}{2} \operatorname{cotg} \frac{\psi + \delta}{2}. \tag{3}$$

Hat man hieraus β berechnet, so findet man schliesslich:

$$n = \frac{\sin \psi}{\sin \beta}. \tag{4}$$

Die Formeln (2), (3), (4) sind, wie man sieht, für logarithmische Berechnung geeignet.

Am Schlusse dieses Abschnittes dankt der Verfasser Hrn. E. Flatow für das Ausmessen verschiedener Platten.

18. Diamant (C), Phosphor (P) und Schwefel (S).

Verfasser[1]) hat früher die Exponenten von Diamant im sichtbaren und ultravioletten Gebiet bis 313 $\mu\mu$ bestimmt und eine Eigenschwingung bei 125 $\mu\mu$ berechnet.

Phosphor ist im sichtbaren Gebiete von Gladstone und Dale[2]), sowie von Damien[3]) untersucht. In der nachstehenden kleinen Tabelle sind die Eigenschwingungen λ' angegeben, welche Verfasser aus den vorliegenden Exponenten berechnet hat.

Tabelle 9.

Phosphor.

Gladstone u. Dale	Damien				Gesamtmittel
fester P, 25°	fester P, 37,4°	fester P, 37,5°	flüss. P, 44°	Mittel	
$\lambda' = 253{,}0$	165,4	192,2	197,3	185,0	219,0 $\mu\mu$

Phosphortrichlorid PCl_3 zeigt, in CCl_4 gelöst, einen Absorptionsstreifen bei etwa 245 $\mu\mu$, auch steigen die Exponenten von PCl_3 bei 263 $\mu\mu$ stark an. Es ist also sehr wahrscheinlich, dass bei 220 ± 30 $\mu\mu$ die Haupteigenschwingung des Phosphors liegt.

Von Chlor kann man aus der Dispersion und Absorption von $CHCl_3$ und CCl_4 schliessen, dass die Haupteigenschwingung bei etwa 210 $\mu\mu$ liegt (vgl. u. p. 159).

Für Schwefel hat der Verfasser früher aus Beobachtungen von Schrauf im sichtbaren Gebiete berechnet, dass die Haupteigenschwingung bei 225 $\mu\mu$ liegt.

II. Ueber eine Beziehung zwischen Atomgewicht und Eigenschwingung der durchsichtigen Elemente.

14. In der nachstehenden Tab. 10 sind die Elemente, deren Haupteigenschwingung mit einiger Sicherheit schon jetzt an-

1) Die Arbeit wird demnächst in den Annalen der Physik erscheinen.

2) J. H. Gladstone u. T. P. Dale, Phil. Mag. (4) **18.** p. 30. 1859; Pogg. Ann. **108.** p. 632. 1859.

3) B. C. Damien, Ann. de l'école norm. (2) **10.** p. 233. 1881; Journ. de phys. **10.** p. 398. 1881.

gegeben werden kann, zusammengestellt. Man sieht, dass die Eigenschwingung in keinem Zusammenhange mit der Dichte, dem Schmelzpunkte, dem Siedepunkte steht; auch nicht mit dem Moleculargewichte, denn beim festen Phosphor bez. Schwefel sind wahrscheinlich mindestens 4 bez. 8 Atome im Molecül vereinigt, während das Halogenmolecül wahrscheinlich aus 2 Atomen besteht. Dagegen kann man die Eigenschwingung λ' annähernd berechnen aus der Gleichung

$$\lambda' = 37{,}3\sqrt{\text{Atomgewicht}}.$$

Tabelle 10.

Element Atomgewicht	Spec. Gew.	$\sqrt{\text{Atomgew.}}$	λ' ber. $= 37{,}3\sqrt{\text{Atomgew.}}$ Farbe beob.	Eigenschwingung λ' beobachtet	
Diamant C 12,00	3,52	3,465	129 $\mu\mu$ farblos	125	aus der Dispersion von Diamant im sichtbaren und ultravioletten Gebiet ber.
Phosphor P 31,0	bei 44° fest 1,81 (gelber P)	5,568	207 $\mu\mu$ gelb	219	aus der Dispersion von festem und flüssigem P im sichtbaren Gebiet berechnet
Schwefel S 32,06	rhombisch 2,07	5,662	211 $\mu\mu$ gelb	225	aus der Dispersion von rhombischem S im sichtbaren Gebiet berechnet
Chlor Cl 35,45	flüssig bei 0° 1,47	5,954	222 $\mu\mu$ gelbgrün	210	aus der Dispersion u. Absorption von $CHCl_3$ und CCl_4 im Ultrav. gefolgert
Selen Se 79,1	rot 4,2 glasig 4,5 metallisch 4,8	8,894	331 $\mu\mu$ dunkelrot	310	aus d. Dispersion von Se_2Cl_2 u. der Absorpt. einer Lösung Se_2Cl_2 in CCl_4 gefolgert
Brom Br 79,96	3,19	8,942	333 $\mu\mu$ braunrot	310	aus der Dispersion von Br im sichtb. u. ultrav. Geb. und der Absorption einer Lösung in Alkohol und Schwefelkohlenstoff
Jod J 126,85	fest 4,95	11,263	420 $\mu\mu$ schwarz	445	aus der Absorption der J-Lösungen im sichtb. und ultrav. Gebiet gefolgert

Die aus den Beobachtungen ermittelten Eigenschwingungen λ' sind ja leider noch recht unsicher, Fehler von etwa $\pm 30\,\mu\mu$ sind möglich. Doch kann man vielleicht sagen, die mitgeteilte Beziehung gelte für die wenigen genannten Elemente in derselben Annäherung, wie das DULONG-PETIT'sche Gesetz von der Atomwärme für fast alle Elemente.

Macht man 1. die Annahme, dass wirklich die Atome durch die auffallenden Strahlen λ' in Schwingungen versetzt werden und nennt man die Masse eines schwingenden Atoms m; nimmt man 2. an, dass die Kraft, welche ein um die Strecke x aus seiner Gleichgewichtslage entferntes Atom in seine Gleichgewichtslage zurückzuführen strebt, für alle nichtleitenden Elemente die gleiche sei und den Wert $C.x$ habe; dann berechnet sich die Schwingungsdauer des Atomes, d. h. die Zeit zwischen zwei Umkehrpunkten auf derselben Seite der Gleichgewichtslage

$$T = 2\pi\sqrt{\frac{m}{C}}.$$

Ist c die Lichtgeschwindigkeit im Vacuum oder in Luft, was praktisch gleich ist, so ist die in Luft gemessene Wellenlänge von der Schwingungsdauer T

$$\lambda' = c.T.$$

Also ist

$$\lambda' = 2c.\pi\sqrt{\frac{m}{C}}.$$

Die Masse m der verschiedenen Atome ist natürlich dem Atomgewicht proportional. Unter obigen Annahmen kommt man also zu dem Resultat, dass die Wellenlänge der Eigenschwingung der Quadratwurzel aus dem Atomgewicht proportional sein muss. Da dies durch Versuche bestätigt ist, so hält der Verfasser obige Annahme für zulässig.

Mit der Eigenschwingung rückt natürlich im allgemeinen auch die Absorption nach der Seite der grösseren Wellenlänge, und wir sehen in der That, wie die Farbe der Elemente in diesem Sinne sich ändert; insbesondere sind P, S, Cl einerseits, Br und rotes Se andererseits von nahezu gleicher Farbe.

15. Modificationen und andere Elemente.

Einige der angeführten Elemente sind in Modificationen von anderer Farbe bekannt, nämlich Kohlenstoff, Phosphor, Selen. Diese Modificationen, Kohle, roter Phosphor, metallischer Phosphor, metallisches Selen sind Leiter der Elektricität (wenn auch, wie beim roten Phosphor, ihre Leitfähigkeit nur gering ist). Daher liegen diese Modificationen ausserhalb unserer Betrachtung.

Ferner giebt es noch einige Elemente, deren Eigenschwingung zwar nicht annähernd angegeben werden kann, die hier aber doch berücksichtigt werden müssen.

Bor (Atomgewicht 11) ist in durchsichtigen, farblosen Krystallen bekannt, was nach dem kleinen Atomgewichte zu erwarten ist.

Fluor (Atomgewicht 19) ist bei -180° eine hellgelbe Flüssigkeit und lässt sich so hinsichtlich seiner Farbe in die Reihe der angeführten Elemente zwischen C und P einordnen; wir werden noch sehen, dass die Fluorverbindungen geringere Dispersionen als die entsprechenden Verbindungen der anderen Halogene besitzen, was ebenfalls auf eine bei kleinerer Wellenlänge liegende Eigenschwingung des Fl hindeutet.

Dass amorphes Tellur schwarz ist, ist nach seinem Atomgewichte 127 zu erwarten.

Es ist noch hervorzuheben, dass die Lage der Eigenschwingung im allgemeinen von dem Aggregatzustande des Elementes unabhängig zu sein scheint. Die Dämpfe von Fl, Cl, Br, J haben nahezu die gleiche Farbe wie die festen bez. flüssigen Elemente; dasselbe gilt von P und S. Es lässt sich also erwarten, dass sich für die Absorption der Gase eine ähnliche Gesetzmässigkeit finden wird, wie für die Absorption der hier angeführten Elemente.

III. Ueber die Dispersion von Verbindungen.

(Im folgenden Abschnitt ist untersucht, welchen Einfluss das Atomgewicht der Bestandteile auf die Dispersion von Verbindungen hat. Die meisten Brechungsexponenten

sind dem vortrefflichen Tabellenwerke von DUFET[1]) entnommen.

In einzelnen Fällen werden gewiss schon einige Beobachter den Einfluss des Atomgewichtes auf die Dispersion bemerkt haben; namentlich wird dies für die Halogenverbindungen der Fall sein; doch habe ich in den von mir gelesenen Originalabhandlungen keine Angabe hierüber gefunden.)

16. Bisher sind nur zwei Fälle bekannt, in denen behauptet werden kann, dass Atome in einer Verbindung nahezu dieselbe Eigenschwingung hervorrufen wie in dem durchsichtigen Elemente, dem sie angehören.

Schwefelkohlenstoff CS_2 zeigt bei 218 $\mu\mu$ eine deutlich ausgeprägte Eigenschwingung, die schon KETTELER berechnet hat und die mit den grossen, vom Verfasser gefundenen Exponenten ($n = 2{,}159$ für 260 $\mu\mu$) in Uebereinstimmung steht. Diese Eigenschwingung kann als nahezu identisch mit der Eigenschwingung des Schwefels bei 225 $\mu\mu$ angesehen werden.

Kupferbromid $CuBr_2$ ist eine braune Substanz, deren concentrirte wässerige Lösung ebenfalls braun aussieht. Diese Farbe scheint mit Sicherheit durch den Bromgehalt bewirkt zu sein. Denn ein Versuch zeigte dem Verfasser, dass die Exponenten der concentrirten Lösung bei 361 $\mu\mu$ stark ansteigen und dass kürzere Wellen als 346 völlig absorbirt werden.

Kupferbromür Cu_2Br_2 ist ein weisses Pulver, dessen Farbe darauf schliessen lässt, dass keine Eigenschwingung bei 310, wie beim Brom vorhanden ist, sondern dass die Eigenschwingungen bei viel kleinerer Wellenlänge liegen. $CuBr_2$ und Cu_2Br_2 sind Beispiele für den Satz: die Verschiebung der Eigenschwingung eines durchsichtigen Elementes A beim Eingehen einer Verbindung mit einem anderen Elemente B ist um so geringer, je grösser der Gehalt der Verbindung an A ist.

17. Wir kommen nun zur Betrachtung einiger Trichloride, die in Tab. 11 zusammengestellt sind. Die im ersten Ab-

---

1) H. DUFET, Recueil de données numériques. Optique. Paris bei GAUTHIER & VILLARS. 3 Bde. 1899. 1900. 1901.

schnitte dieser Arbeit angegebenen Exponenten sind in Fig. 6 dargestellt; die Werte für Borchlorid sind den Angaben von Ghira [1]) entnommen.

Tabelle 11.

	Borchlorid BCl_3	Chloroform $CHCl_3$	Phosphor-trichlorid PCl_3	Arsentri-chlorid $AsCl_3$
Atomgew.	B 11	C 12 H 1	P 31	As 75
Farbe	farblos	farblos	farblos	gelb
Siedepunkt	17°	61°	78°	130°
Dichte	1,35	1,526	1,613	2,205

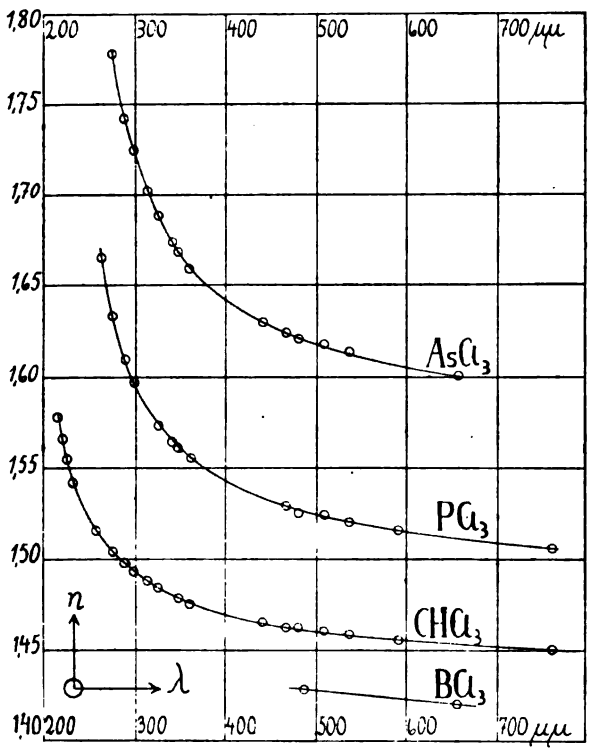


Fig. 6.

1) A. Ghira, R. C. dei Lincei (5) 2. 1 sem. p. 312. 1893.

Man sieht, wie mit dem Gewicht des mit Chlor verbundenen Bestandteiles 1. die Dispersion bei gleicher Wellenlänge zunimmt, 2. bei den vom Verfasser untersuchten Substanzen die Absorption nach der Seite der langen Wellen rückt. Gleichzeitig nimmt auch der Exponent selbst zu.

18. Betrachten wir nun die untersuchten **Tetrachloride** CCl_4 und $SnCl_4$, sowie die von GLADSTONE[1]) bestimmte Dispersion von $SiCl_4$ und $TiCl_4$.

Tabelle 12.

	Chlorkohlenstoff CCl_4	Siliciumchlorid $SiCl_4$	Titanchlorid $TiCl_4$	Zinnchlorid $SnCl_4$
Atomgew.	C 12	Si 28	Ti 48	Sn 118
Farbe	farblos	farblos	farblos	farblos
Siedepunkt	76°	57°	136°	115°
Dichte	1,632	1,524	1,761	2,279

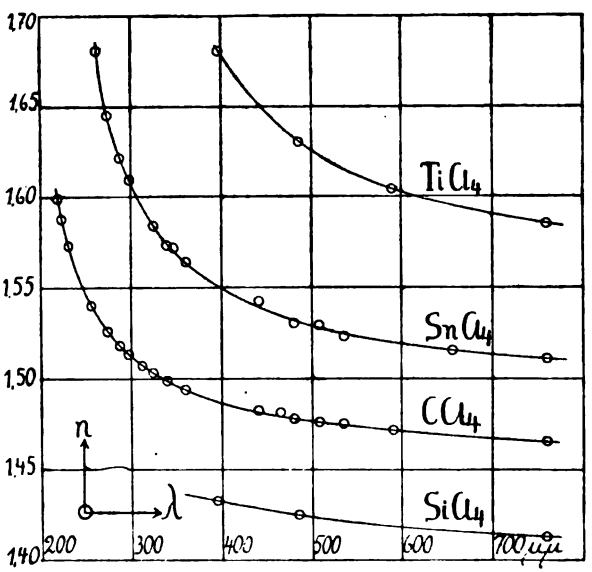


Fig. 7.

Ueber die Absorption von $SiCl_4$ und $TiCl_4$ im Ultraviolett ist dem Verfasser nichts bekannt. Jedenfalls ist die Dispersion von $TiCl_4$ grösser, die von $SiCl_4$ kleiner, als man nach

1) Gladstone, Journ. of chem. Soc. 59. p. 299. 1891.

den Atomgewichten von Ti und Si erwarten sollte. Denn grosse Dispersion im sichtbaren Gebiete macht ja eine nahe Eigenschwingung wahrscheinlich und eine solche ist bei um so grösserer Wellenlänge zu erwarten, je grösser das Atomgewicht des mit Chlor verbundenen Bestandteiles ist. Bei CCl_4 und $SnCl_4$ ist die erwartete Gesetzmässigkeit sicher vorhanden; dies geht sowohl aus der Absorption, wie auch aus der Dispersion hervor.

Merkwürdigerweise nehmen die Exponenten wie auch die Dispersionen in demselben Sinne zu, wie die Siedepunkte.

19. Die analog zusammengesetzten Verbindungen **Schwefelchlorür S_2Cl_2 und Selenchlorür Se_2Cl_2** zeigen ein Ansteigen von Dispersion und Exponent, sowie eine Verschiebung der Absorption nach Rot mit zunehmendem Atomgewicht des mit Chlor verbundenen Metalloids (S 32, Se 80). Dies geht aus den Dispersionscurven Fig. 2, p. 141 hervor.

20. Wenn in einer chemischen Verbindung eines der Halogene Fluor, Chlor, Brom, Jod durch ein nachfolgendes ersetzt wird, so wird in allen bisher untersuchten Fällen die Dispersion grösser, während die Absorption nach der Seite der grösseren Wellen hinrückt.

Betrachten wir zunächst einige **Metalloidverbindungen der Halogene** (vgl. Tab. 13).

Bei den Derivaten von Methan sehen wir, wie mit zunehmendem Halogengehalt allmählich in der Verbindung immer mehr die Eigenschwingung des Halogens hervortritt, so ist CJ_4 dunkelrot, weil es wie Jod im Blau einen starken Streifen der Absorption besitzen wird. Dieser Umstand lässt unsere frühere Folgerung (vgl. p. 152) berechtigt erscheinen, dass im CCl_4 nahezu die Eigenschwingung des reinen Chlors vorhanden sein wird, und dass diese daher bei etwa 210 $\mu\mu$ liegt.

Silicium scheint die Eigenschaft zu haben, Brechungsexponent und Dispersion des mit ihm verbundenen Halogens sehr herabzusetzen (vgl. Fig. 7). Da SiJ_4 farblos ist, ist wahrscheinlich, dass dies auf einer Herabsetzung der Eigenschwingungen des Halogens beruht.

21. Auch in den **organischen Verbindungen von Fl, Cl, Br, J** ist eine Steigerung der Dispersion mit dem Atomgewichte des Halogens bemerkbar und deshalb ein Anwachsen der Wellenlänge der Eigenschwingung höchst wahrscheinlich (vgl. Tab. 14).

Tabelle 13.

	Chloride Cl 35,45	Bromide Br 79,96	Jodide 126,85
Bor 11	BCl_3 $C-F$ 0,0086 farblos	BBr_3 $C-F$ 0,0168 farblos	BJ_3 — farblos
Derivate des Methans CH_4 C 12,00 H 1,01	CH_2Cl $-21°$ flüssig, farblos	CH_2Br farblos	CH_2J farblos
	CH_2Cl_2 farblos	CH_2Br_2 farblos	CH_2J_2 farblos
	Chloroform $CHCl_3$ $C-F$ 0,0089 farblos	Bromoform $CHBr_3$ $C-F$ 0,0176 farblos	Jodoform CHJ_3 — fest, gelb
	CCl_4 $C-F$ 0,0153 farblos	CBr_4 — gelb	CJ_4 — dunkelrot
Silicium 28	$SiCl_4$ $C-F$ 0,0081 farblos	$SiBr_4$ $C-F$ 0,0142 farblos	SiJ_4 — farblos
Phosphor 31,0	PCl_3 $C-F$ 0,0146 farblos	PBr_3 $C-F$ 0,0298 farblos	PJ_3 — rot

Tabelle 14.

Dispersionen $C - F = n_{486} - n_{656}$.

Fluoride Fl 19	Chloride Cl 35	Bromide Br 80	Jodide J 127
—	Amylchlorid 0,0074 [1])	Amylbromid 0,0090 [1])	Amyljodid 0,0121 [3])
Fluorbenzol 0,0145 [3])	Chlorbenzol 0,0174 [4])	Brombenzol 0,0195 [4])	Jodbenzol 0,0252 [4])
—	Propylchlorid 0,0069 [5])	Propylbromid 0,0093 [5])	Propyljodid 0,0148 [5])
—	Chloressigsaures Aethyl 0,0076 [5])	Bromessigsaures Aethyl 0,0092 [4])	Jodessigsaures Aethyl 0,0141 [4])

1) H. Jahn u. G. Möller, Zeitschr. f. phys. Chem. **13.** p. 389. 1894.
2) E. Haagen, Pogg. Ann. **131.** p. 117. 1867.
3) J. H. Gladstone u. G. Gladstone, Phil. Mag. (5) **31.** p. 1. 1892.
4) W. H. Perkin, J. of. chem. Soc. **41.** p. 287. 1892.
5) J. W. Brühl, Lieb. Ann. **203.** p. 22. 1880.

22. Wir kommen nun zu den Halogenverbindungen der Metalle.

Tabelle 15.

Halogenverbindungen.

	Fluor 19	Chlor 35	Brom 79	Jod 126
Na 23	—	NaCl Steinsalz $C-F$ 0,01275 λ' 111 $\mu\mu$ [Na] λ'' 161 $\mu\mu$ [Cl]	—	—
K 39	—	KCl Sylvin $C-F$ 0,01111 λ' 115 $\mu\mu$ [K] λ'' 156 $\mu\mu$ [Cl]	KBr $C-F$ 0,0169	KJ $C-F$ 0,0287
Ca 40	$CaFl_2$ Flussspat $C-F$ 0,00455 λ' 95 $\mu\mu$ [Ca]	—	—	—
NH_4	—	NH_4Cl Salmiak $C-F$ 0,0167	—	NH_4J $C-F$ 0,0331
Ag	—	AgCl $C-F$ 0,0496	AgBr $C-F$ 0,0809	AgJ $C-F$ 0,1256

Man sieht aus der Tabelle, wie die Dispersion mit wachsendem Atomgewicht des Halogens und des Metalles zunimmt. NH_4 verhält sich wie ein Metall mit einem viel höheren Atomgewicht als 18, wie es auch bei den Ammoniumalaunen der Fall ist (vgl. unten p. 166).

Für KCl sind vom Verfasser früher zwei Eigenschwingungen berechnet; von besonders grossem Einfluss auf die Dispersion ist der Streifen bei 161 $\mu\mu$. Wenn dieser vom K herrührte, so müsste KBr an ungefähr derselben Stelle metallisch reflectiren, es wäre für KBr ungefähr die gleiche Dispersion wie

für KCl zu erwarten. In Wirklichkeit ist die Dispersion von KBr viel grösser, was darauf schliessen lässt, dass KBr bei viel grösserer Wellenlänge als 161 eine Eigenschwingung besitzt. Daher ist es wahrscheinlich, dass der Streifen bei 161 $\mu\mu$ dem Cl, der Streifen bei 115 dem K zuzuschreiben ist. — Es giebt noch einen zweiten Grund hierfür. K und Ca haben nahezu gleiches Atomgewicht, es ist also ein ähnliches Verhalten in Bezug auf die Dispersion, namentlich eine gleiche Lage der Eigenschwingung zu erwarten. Nun berechnet sich für $CaFl_2$ die Eigenschwingung 95 $\mu\mu$. Es ist demnach wahrscheinlich, dass die Eigenschwingung 95 $\mu\mu$ dem Ca, die Eigenschwingung 115 $\mu\mu$ dem K angehört und dass die Eigenschwingung 161 $\mu\mu$ dem Cl zuzuschreiben ist.

Nach Analogie von KCl ist anzunehmen, dass bei NaCl die früher berechneten Eigenschwingungen 110 bez. 156 dem Na- bez. dem Chloratom zukommen. Die Eigenschwingung von flüssigem Chlor liegt wahrscheinlich bei 210 $\mu\mu$, wie wir früher gesehen haben. Demnach scheint Na die Eigenschwingung von Chlor mehr zu verkleinern als K (grösseres Atomgewicht als Na!).[1]) Leider sind die Dispersionen von KBr und KJ nicht genau genug bekannt, um die Berechnung der Eigenschwingungen zu ermöglichen.

Wenn die Hypothese des Verfassers von der Zugehörigkeit der Eigenschwingungen richtig ist, so hat man für die in Zähler stehenden Constanten m' bez. m'' der Ketteler-Helmholtz'schen Dispersionsformel [vgl. p. 139] folgende Werte zu setzen.

Tabelle 16.

Flusspat	Steinsalz	Sylvin	Kalkspat
Fl $(m - 1{,}1) = 0{,}26$	Cl $m'' = 0{,}32$	Cl $m'' = 0{,}24$	—
Ca $m' = 0{,}68$	Na $m' = 0{,}86$	K $m' = 0{,}67$	Ca $m' = 0{,}76$

1) Vgl. E. J. Formanek, Zeitschr. f. analyt. Chem. **39**. p. 7. 1900; G. Laubenthal, Ann. d. Phys. **7**. p. 851. 1902.

Dass die Constanten der Halogenionen einerseits und der Metallionen andererseits von derselben Grössenordnung sind, spricht mit für die Richtigkeit der Hypothese. Dass Cl im Steinsalz eine grössere Constante hat als im Sylvin, hängt vielleicht mit der grösseren Dichte des Steinsalzes zusammen.

Eine vierte Thatsache, welche die angenommene Zugehörigkeit der Eigenschwingungen wahrscheinlich macht, ist die Dispersion des Kalkspates, auf die später näher eingegangen werden soll.

23. Wir wollen nun die Dispersion einiger Sulfate, Carbonate und Nitrate betrachten (vgl. Tab. 17).

Bei allen drei Salzarten nimmt die Dispersion mit dem Atomgewicht des Metalles zu. Ferner ist die Dispersion der Carbonate und Nitrate viel grösser als die der Sulfate. Dies steht in Uebereinstimmung mit der Feststellung von Miller[1]), dass im Ultraviolett Sulfate weiter durchlässig sind als Carbonate, Carbonate weiter als Nitrate. Die Eigenschwingung des SO_4-Ions liegt wahrscheinlich unterhalb $100\,\mu\mu$, wodurch z. B. die grosse Durchlässigkeit von Gyps für Strahlen von kleinerer Wellenlänge als $185\,\mu\mu$ erklärt wird.

Für Kalkspat ist die Dispersion im ganzen durchgelassenen Spectralbereich von 0,200—$2\,\mu$ sehr genau bekannt. Für den ordentlichen Strahl ω zeigt $CaCO_3$ zwei Eigenschwingungen, die bei etwa 103 und $160\,\mu\mu$ anzunehmen sind; für den ausserordentlichen Strahl ε berechnet sich $\lambda' = 103\,\mu\mu$, $m' = 0{,}76$. Es liegt die Vermutung nahe, dass durch ε nur das Ca-Ion, durch ω sowohl das Ca-Ion als auch das CO_3-Ion in Schwingungen versetzt wird. Demnach würde die Eigenschwingung des CO_3-Ions bei $160\,\mu\mu$ liegen. Die Eigenschwingung des NO_3-Ions wird bei nahezu derselben Wellenlänge zu erwarten sein.

24. Für die **Oxydverbindungen** der Metalle lässt sich noch keine allgemeine Gesetzmässigkeit angeben, doch zeigt Tab. 18,

1) W. A. Miller, Phil. Trans. **152**. p. 861—887. 1862. Für die Halogene stellt Miller ebenfalls schon die Reihe der Durchlässigkeit auf, Fluoride, Chloride, Bromide, Jodide.

Tabelle 17.

	Sulfate	Carbonate	Nitrate
Na 23,05	—	—	$NaNO_3$. $B-E$ 0,0161 0,0028; n_{589} 1,5874 1,3361
K 39,15	K_2SO_4. $B-E$ 0,00503 0,0052 0,0052; $C-F$ 0,0069 0,0067 0,0066	—	KNO_3. $B-E$ 0,0141 0,0136 0,0037; n_{589} 1,5064 1,5056 1,3346
Ca 40	$CaSO_4$, Gyps. $B-E$ 0,0066 0,062 0,060; $C-F$ 0,0082 0,0078 0,0075	$CaCO_3$, Kalkspat. $B-E$ 0,01049 0,00475; $C-F$ 0,01348 0,00615; n_{589} 1,65835 1,48640; λ' ca. 100 $\mu\mu$ [Ca, ω, ε]; λ'' ca. 160 $\mu\mu$ [CO_3, ω]	—
Sr 87,6	$SrSO_4$, Cölestin. $C-F$ 0,00854 0,00840 0,00836	$SrCO_3$, Strontianit. $B-E$ 0,014 0,006; n_{589} 1,667 1,515	—
Ba 137,4	$BaSO_4$, Baryt. $B-E$ 0,00739 0,00716 0,00705; $C-F$ 0,00947 0,00915 0,00899	—	$Ba(NO_3)_2$. $B-E$ 0,0121; $C-F$ 0,0160
Pb 206,9	$PbSO_4$, Anglesit. $B-E$ 0,0198 — 0,0175; $C-F$ 0,02638 0,02595 0,02568	$PbCO_3$, Cerusit. $B-E$ 0,0321 0,0325 0,0249; n_{589} 2,0780 2,0763 1,8037	$Pb(NO_3)_2$. $B-E$ 0,0240; $C-F$ 0,0335

wie die Eigenschwingung mit zunehmendem Atomgewicht nach Rot zu wandern scheint.

Tabelle 18.

Oxyde.

	Quarz SiO_2	Anatas / Brucit / Rutil } TiO_2	Cassiterit SnO_2
Atomgew.	Si 28	Ti 48	Sn 118
λ' ber.	100 $\mu\mu$	251 $\mu\mu$	314 $\mu\mu$
Disp. $C-F$	0,0053	0,0800	0,022

Die berechneten λ' sind bei TiO_2 und SnO_2 nicht sehr sicher, zeigen aber doch, wie man aus der Dispersion nicht unfehlbar auf die Eigenschwingung schliessen darf: TiO_2 zeigt grosse Dispersion im sichtbaren Gebiet, analog wie $TiCl_4$ (vgl. p. 158), aber eine Eigenschwingung, wie sie nach der Reihe der Atomgewichte zu erwarten ist.

25. Die Oxyde vieler Elemente lassen sich mit SiO_2, sowie kleineren Mengen von K_2O, Na_2O, CaO zu durchsichtigen Gläsern zusammenschmelzen. Hier soll nur hervorgehoben werden, dass man durch Elemente mit hohem Atomgewicht, Blei (Pb 206,9) und Thallium (Tl 204,1), den Gläsern grosse Dispersion geben kann.

26. Mit bewunderungswürdiger Mühe hat Hr. Soret die Dispersion einer grossen Anzahl von **Alaunen** untersucht. In der Tab. 19 sind die wichtigsten Alaune zusammengestellt und zwar ist ihre Dispersion $a-H$, d. h. die Differenz $n_{396}-n_{718}$ angegeben. In den einzelnen Verticalreihen nimmt die Dispersion mit unbedeutenden Abweichungen zu; stets macht sich das grosse Atomgewicht des Tl durch Vergrösserung der Dispersion bemerkbar. Die Gruppe CH_3N wiegt 31 und steht auch in Bezug auf ihre Dispersion zwischen Na und K; NH_4 wiegt 18, steht aber zwischen Elementen mit viel höherem Atomgewicht (vgl. Tab. 15 p. 161). Betrachten wir die Dispersion in den einzelnen Horizontalreihen, so fällt uns bei Fe und Cr eine viel grössere Dispersion auf, als nach dem Atomgewicht zu erwarten wäre. Vielleicht hängt dies mit der

1) Ch. Soret, Arch. d. sc. phys. et nat. (3) **12.** p. 569. 1884; **13.** p. 7. 1885; **20.** p. 517. 1888.

Eigenschaft zusammen, dass die meisten Fe- und Cr-Verbindungen gefärbt sind; auch besteht wahrscheinlich ein Zusammenhang mit der grossen Dispersion und der roten Farbe des Oligist Fe_2O_3. Es wäre auch nicht ausgeschlossen, dass trotz der grösseren Dispersion die Eigenschwingungen nicht bei grösseren Wellenlängen liegen; wir haben schon beim Titan eine solche Ausnahme kennen gelernt.

Tabelle 19.

Alaune. $n_{656} - n_{718}$ in Einheiten der fünften Decimale.

			$N_2(SO_4)_3$				
			Al 27,1	Cr 52,1	Fe 56,0	Ga 70	In 114
X_2SO_4	Na	23,05	1312	—	—	—	—
	CH_5N	—	1350	—	—	—	—
	K	39,15	1383	1667	1966	1430	—
	Rb	85,4	1386	1663	2000	1429	1460
	Cs	133	1384	1653	2013	1434	1471
	NH_4	—	1414	1683	2053	1474	1557
	Tl	204,1	1850	2116	2438	1895	—

IV. Schluss.

Durch die vorliegende Arbeit sind folgende Sätze wahrscheinlich gemacht:

1. Bei einer Anzahl von durchsichtigen nichtleitenden Elementen (C, P, S, Cl, Se, Br, J) ist die Wellenlänge der Haupteigenschwingung im Ultraviolett annähernd der Quadratwurzel aus dem Atomgewicht proportional; diese Wellenlänge bleibt bei Aenderung des Aggregatzustandes oder beim Lösen des Elementes im allgemeinen erhalten.

2. Die Eigenschwingung λ' eines solchen Elementes A bleibt annähernd dieselbe, wenn A sich chemisch mit einem anderen Elemente B verbindet; doch findet gewöhnlich eine Verschiebung von λ' statt, die um so geringer zu sein scheint, je mehr Atome A im Molecül der Verbindung enthalten sind.

3. Die Metalle rufen in ihren durchsichtigen Verbindungen charakteristische Eigenschwingungen hervor, die im allgemeinen bei um so grösserer Wellenlänge liegen, je grösser das Atomgewicht des Metalles ist.

Berlin, Physik. Institut der Universität, April 1902.

Kritische Bemerkungen zu der Mitteilung der Herren Austin und Starke über Kathodenstrahlreflexion; von J. Stark.

(Vorgelegt in der Sitzung vom 25. April 1902.)

(Vgl. oben S. 137.)

---

1. **Vorbemerkung.** — Im ersten Januarheft der Physikalischen Zeitschrift (3, p. 161. 1902) habe ich eine Reihe von Folgerungen über die Kathodenstrahlreflexion aus der Annahme gezogen, dass zwischen einem Kathodenstrahl- und einem materiellen, speciell einem Metallteilchen eine Kraft wirke. Daran schloss ich eine Bemerkung über eine Fehlerquelle, welche bei der Untersuchung der Kathodenstrahlreflexion berücksichtigt werden muss. Ich wies darauf hin, dass man nicht, wie es bis dahin allgemein geschehen war, den aus dem Reflector oder dem Auffänger zur Erde fliessenden Strom gleich der absorbirten oder reflectirten Intensität der Kathodenstrahlen setzen darf. Bestehen nämlich der Reflector und der Auffänger aus verschiedenen Metallen, so ist zwischen ihnen eine Voltadifferenz vorhanden und diese sendet durch das ionisirte Gas einen Strom, welcher sich über die galvanometrisch gemessene absorbirte oder reflectirte Intensität lagert. Ich berief mich hierbei auf Arrhenius, welcher einen Voltastrom zwischen verschiedenen Metallen durch ein von Kathodenstrahlen durchsetztes Gas beobachtete, und auf Swinton, der auf elektrometrischem Wege bei sehr grossem Einfallswinkel der Kathodenstrahlen eine positive Ladung von ungefähr 1 Volt seines Platinreflectors fand.

Im Märzheft der Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft (4, p. 106. 1902) teilen nun die Herren L. Austin und H. Starke Versuche mit über die Abhängigkeit des Reflectorstromes von dem Einfallswinkel der primären Kathodenstrahlen, sie zeigen vor allem eingehend, dass bei

sehr grossem Einfallswinkel der Reflectorstrom positiv ist; andererseits schliessen sie daran gewisse theoretische Folgerungen. Diese teilen sich in zwei Gruppen. Die eine sucht darzuthun, dass bei schiefer Incidenz zu der gewöhnlichen Kathodenstrahlreflexion noch eine sekundäre Emission negativ geladener Teilchen von grosser Geschwindigkeit tritt. In der anderen bemühen sie sich, die Genauigkeit früherer Messungen des Hrn. Starke, die sie stark bedroht glaubten, gegen zwei Einwände sicherzustellen.

Die Aufgabe der vorliegenden Mitteilung ist eine zweifache. Erstens sollen drei Fehlerquellen besprochen werden, welche bei der Untersuchung der Kathodenstrahlreflexion in Betracht zu ziehen sind. Zweitens soll gezeigt werden, dass die Beweisführungen der Herren Austin und Starke zum grössten Teil nicht zwingend sind und darum ein Teil ihrer als Resultate bezeichneten Folgerungen zweifelhaft erscheint. Zuvor indes soll gleich hier die polemische Seite der Beziehung zwischen der Abhandlung der Herren Austin und Starke und meiner oben erwähnten Mitteilung erledigt werden.

In zwei Punkten glauben die Herren Austin und Starke meine Mitteilung gegenstandslos gemacht zu haben.

Der erste ist folgender. Auf Grund der Ablenkungshypothese der Kathodenstrahlen untersuchte ich den Zusammenhang zwischen der Geschwindigkeit und der Reflexion der Kathodenstrahlen bei senkrechter Incidenz und kam zu nachstehender Folgerung: „Mit anfänglich kleiner wachsender Elektrodenspannung nimmt die Intensität der reflectirten Kathodenstrahlen von einem kleinen Wert an erst ziemlich rasch bis zu einem Maximum zu, dann nimmt sie bei weiter steigender Elektrodenspannung wieder ab und strebt einem constanten Werte zu". An der Hand der früheren Messungen des Hrn. Starke zeigte ich graphisch, dass bei einem Aluminiumreflector in der That deutlich eine Abnahme des Reflexionsvermögens für Kathodenstrahlen vorhanden ist in dem Elektrodenspannungsbereich 5000—8000 Volt oder dem Geschwindigkeitsbereich $4{,}3 \cdot 10^9$—$5{,}4 \cdot 10^9$ cm sec^{-1}. Das theoretisch geforderte Maximum liegt, wenn überhaupt vorhanden, jedenfalls unterhalb 5000 Volt oder $4{,}3 \cdot 10^9$ cm sec^{-1} Geschwindigkeit. Der theoretisch vorhergesagte constante Wert

beginnt, wie bereits Hrn. Starke's frühere Messungen erkennen lassen, schon bei ungefähr 7000 Volt, senkrechte Incidenz vorausgesetzt. In den neuen Versuchen teilen nun die Herren Austin und Starke lediglich eine Tabelle über den Zusammenhang zwischen Elektrodenspannung und Reflexionsvermögen mit; diese Tabelle enthält die Elektrodenspannungen 7000, 12000, 18000, 25000 Volt; die Abnahme des Reflexionsvermögens ist in diesem Bereich nur klein und von der Grössenordnung der Beobachtungsfehler. Wenn nun die Herren Austin und Starke durch ihre neuen Versuche meine Folgerungen gegenstandslos gemacht zu haben glauben, so extrapoliren sie von dem Geschwindigkeitsbereich $4{,}3 \cdot 10^9$—$9{,}6 \cdot 10^9$ cm sec^{-1} über das ganze Geschwindigkeitsbereich 0—$4 \cdot 10^9$. Beobachtet haben sie nur in jenem Bereich, und hier stehen ihre Resultate im Einklang mit meinen Folgerungen; nicht beobachtet haben sie aber in dem zweiten, ungemein viel grösseren Bereich, für diesen aber muss ich meine theoretische Folgerung (Abhängigkeit der Reflexion von der Geschwindigkeit) ihrer Extrapolation (Unabhängigkeit) vorziehen, solange sie nicht durch das Experiment widerlegt wird.

Der zweite strittige Punkt ist folgender. Ich zeigte in meiner erwähnten Mitteilung, dass der Einfluss der Voltadifferenz bei der Kathodenstrahlreflexion so gross ist, dass er nicht vernachlässigt werden darf. Da er auch bei senkrechter Incidenz vorhanden sein muss, so folgerte ich, dass die bis jetzt bestimmten Werte des Reflexionsvermögens für Kathodenstrahlen zwar nicht in ihrer gegenseitigen Stellung, wohl aber in ihrer absoluten Grösse einer Nachprüfung bez. Correction bedürfen. Der einfachste Weg, diesem Einwand gerecht zu werden, wäre gewesen, für jedes einzelne Reflectormetall die Voltadifferenz gegen den Auffänger durch eine directe Messung zu bestimmen, sie durch eine entgegengeschaltete elektromotorische Kraft zu compensiren und dann die daraus folgende Aenderung des Reflectorstromes und des Reflexionsvermögens zu bestimmen. Statt dessen aber schlagen die Herren Austin und Starke den von vornherein bedenklichen Weg der indirecten Beweisführung ein. Diese jedoch ist ihnen nicht geglückt, wie ich weiter unten darlegen werde. Das Bedenken, das ich gegen die

Genauigkeit der bisherigen Messungen über Kathodenstrahlreflexion unter Hinweis auf die Voltadifferenz geltend machte, ist darum durch die Mitteilung der Herren Austin und Starke nicht beseitigt worden, sondern bleibt in unvermindertem Grade bestehen.

Ehe ich nunmehr zu dem eigentlichen Gegenstand der vorliegenden Mitteilung übergehe, möchte ich folgendes mit Nachdruck bemerken. Durch meine frühere und gegenwärtige Kritik können die früheren wertvollen und bahnbrechenden Messungen des Hrn. Starke über die Kathodenstrahlreflexion nicht an Bedeutung noch an Zuverlässigkeit verlieren; sie bedürfen lediglich einer Correction.

2. **Definitionen.** — Unter primärer einfallender Intensität J_i ist zu verstehen die negative Elektricitätsmenge, welche ein paralleles Kathodenstrahlenbündel in der Zeiteinheit an die Oberfläche des geerdeten Reflectors führt; absorbirte Intensität J_a ist derjenige Bruchteil der einfallenden Intensität, welcher im Reflector verbleibt und einen gleich starken Strom zwischen Reflector und Erde veranlasst; reflectirte Intensität J_r ist der andere Bruchteil der primären Intensität, welcher von der Reflectorplatte wieder in den Gasraum zurückgeworfen wird und zwischen dem Auffänger, vollkommene Absorption vorausgesetzt, und der Erde einen gleich starken Strom hervorruft. Es gilt also $J_i = J_a + J_r$.

Der durch ein eingeschaltetes Galvanometer messbare Strom zwischen Reflector und Erde heisst der Reflectorstrom R, der Strom zwischen Auffänger und Erde der Auffängerstrom A. Der Reflectorstrom ist im allgemeinen nicht gleich der absorbirten Intensität, das Gleiche gilt von dem Auffängerstrom und der reflektirten Intensität. Wir behandeln hier speciell den Reflectorstrom, ganz ähnliche Betrachtungen gelten für den Auffängerstrom.

Den wirklich beobachtbaren Reflectorstrom R müssen wir als eine Summe von mehreren Componenten betrachten; es sind im allgemeinen Fall vier solcher Componenten möglich. Da ist zunächst die absorbirte Intensität J_a; da sie einer negativen Elektricitätsmenge entspricht, so sei sie in jene Summe mit negativem Vorzeichen eingeführt. Zweitens kann eine Voltadifferenz zwischen Reflector und Auffänger einen Strom

J_v in dem Kreise „Erde–Reflector–ionisirtes Gas–Auffänger–Erde" veranlassen; das Vorzeichen von J_v bestimmt sich nach dem Vorzeichen jener Voltadifferenz. Drittens kann durch Ionendiffusion aus der an der Reflectoroberfläche liegenden Gasschicht in das übrige Gas bei Vorhandensein eines Partialdruckgefälles der Ionen ein Strom J_d zwischen Reflector und Erde veranlasst werden. Endlich ist eine secundäre Emission von negativer Elektricität aus dem Reflector in das Gas möglich, veranlasst durch die Absorption von Kathodenstrahlenenergie; sie erzeugt einen positiven Strom J_e zwischen Reflector und Erde.

Nach dem Vorstehenden wird der Reflectorstrom R durch folgende Gleichung dargestellt: $R = J_v + J_d + J_e - J_a$. Das Vorzeichen von R ist negativ, wenn J_a, absolut genommen, grösser als die Summe $J_v + J_d + J_e$ ist. Ist diese Forderung nicht erfüllt, so wird der Reflectorstrom positiv. Die Summe $P = J_v + J_d + J_e$ ist identisch mit dem, was die Herren Austin und Starke „positiven Effect" (die Ursache eines positiven Wertes des Reflectorstromes) nennen. Setzt man $R = -J_a$, so begeht man im allgemeinen einen Fehler; dieser kann aus den drei Quellen J_v, J_d, J_e fliessen. Die einzelne dieser drei Fehlerquellen können wir dann vernachlässigen, wenn der entsprechende Strom (J_v, J_d, J_e) klein ist gegen $-J_a$. Da $J_d + J_e$ immer positiv, J_v unter Umständen negativ ist, so ist der besondere günstige Fall möglich, dass die Summe $P = J_v + J_d + J_e$, der positive Effect, klein ist gegen $-J_a$; dann darf man $R = -J_a$ setzen, mögen auch J_v und $J_d + J_e$ einzeln gross sein.

3. **Die Voltadifferenz als Fehlerquelle.** — Ist die Beschaffenheit der Reflectoroberfläche unabhängig von dem Einfallswinkel α der Kathodenstrahlen, so ist es auch die Voltadifferenz des Reflectors gegen den Auffänger. Da das erste wahrscheinlich ist, so dürfen wir $dJ_v/d\alpha = 0$ setzen, oder bei einem gegebenen Gasdruck den Voltastrom J_v als unabhängig von dem Einfallswinkel betrachten.

Wir nehmen zunächst an, dass die Voltadifferenz unabhängig von der Intensität der einfallenden Kathodenstrahlen ist, dass also die Beschaffenheit der Oberfläche des Reflectors durch das Auftreffen von Kathodenstrahlen keine Veränderung erleidet.

Die erste Columne der nachstehenden Tabelle giebt die Voltadifferenz einiger Metalle[1]) gegen Messing in Volt, statt des richtigen Wertes für Aluminium ist der etwas kleinere Wert für Zink eingesetzt; die zweite Columne giebt die Voltadifferenzen gegen Aluminium; die dritte Columne enthält die Werte des Reflectorstromes R, welche die Herren Austin und Starke für die betreffenden Metalle bei einem Auffänger aus Messing in einer willkürlichen Einheit angeben (l. c. p. 116); die vierte Columne giebt die Grösse des Voltastromes J_v in Procenten des Reflectorstromes. J_v wurde aus der Angabe der Herren Austin und Starke (l. c. p. 110) berechnet, dass 2,5 Volt künstliche Spannungsdifferenz zwischen Reflector und Erde den Reflectorstrom auf Null bringen; da sie nicht angeben, ob bei Aluminium oder Platin, wurde hierbei zur Auffindung des Proportionalitätsfactors für den auf Null reducirten Reflectorstrom das Mittel aus $(R)_{Al}$ und $(R)_{Pt}$ bei senkrechter Incidenz gesetzt.

Metall	Voltadifferenz gegen Messing	Voltadifferenz gegen Aluminium	Reflectorstrom R ($\alpha = 0$)	Voltastrom J_v in Proc.
Platin	+ 0,287	+ 1,02	− 40	+20
Kupfer	+ 0,087	+ 0,822	− 72	+ 8
Aluminium	− 0,679	0	−100	−27

Wie die letzte Columne der vorstehenden Tabelle ersehen lässt, ist der Voltastrom selbst bei senkrechter Incidenz nicht klein verglichen mit dem Reflectorstrom, und dabei nimmt das Messing eine mittlere Stellung in der Volta'schen Spannungsreihe ein. Noch viel grössere Werte muss der Voltastrom für einen Auffänger aus Aluminium annehmen, da gegen dieses, wie die zweite Columne zeigt, die anderen Metalle grosse Voltadifferenzen besitzen.

Nach dem Vorstehenden ist es unbedingt notwendig, bei der Untersuchung der Kathodenstrahlreflexion die fälschende Wirkung einer Voltadifferenz zwischen Reflector und Auffänger zu berücksichtigen. Und zwar dürfen nicht schon bekannte

1) G. Wiedemann, Die Lehre von der Elektricität 1. p. 697. Braunschweig 1893.

Werte der Voltadifferenz zur Correction herangezogen werden, sondern es muss die Voltadifferenz in jedem einzelnen Falle neu bestimmt werden. Unsere Annahme, dass auffallende Kathodenstrahlen eine metallische Oberfläche unverändert lassen, dürfte nämlich nicht genau zutreffen. Es ist zu vermuten, dass Kathodenstrahlen ähnlich wie ultraviolettes Licht die Beschaffenheit einer metallischen Oberfläche ändern und so eine Verschiebung des Reflectormetalles in der VOLTA'schen Spannungsreihe bewirken. Es wird interessant sein zu untersuchen, ob diese Verschiebung dauernd ist oder durch eine Art Erholung nach einiger Zeit wieder rückgängig wird.

4. **Die Ionendiffusion als Fehlerquelle.** — Den Ionen in Gasen müssen wir einen Partialdruck zuschreiben. Ist an einer Stelle die Ionisation (Zahl der Ionen in der Volumeneinheit) grösser als in der Umgebung, oder allgemeiner, ist in einem Punkte das Gefälle des Partialdruckes in einer Richtung von Null verschieden, so diffundiren in dieser Richtung die positiven wie die negativen Ionen; da aber in Gasen die negativen Ionen eine grössere specifische Geschwindigkeit als die positiven besitzen, so eilen sie diesen voraus. Infolgedessen entsteht zwischen dem Ort höheren Druckes und demjenigen niedrigeren eine Spannungsdifferenz und, ist ein geschlossener Stromkreis vorhanden, ein elektrischer Strom.

Ein Kathodenstrahlenbündel ionisirt nun auf seinem Wege das von ihm durchlaufene Gas; der Partialdruck der Ionen ist darum im Innern des Bündels grösser als rings im nicht durchlaufenen Gas. Die Oberfläche eines Kathodenstrahlenbündels lädt sich aus diesem Grunde negativ, sein Inneres positiv.

In Uebereinstimmung mit der NERNST'schen Formel:

$$E_d = 8{,}64 \cdot 10^{-5} \cdot T \cdot \frac{v_n - v_p}{v_n + v_p} \cdot \log \frac{n_2}{n_1} \text{ Volt},$$

worin E_d elektromotorische Kraft, T absolute Temperatur, v_n bez. v_p negative bez. positive specifische Ionengeschwindigkeit, n Ionisation bedeutet, hat man nun in Concentrationsketten nur sehr kleine Werte für E_d gefunden. Man ist darum geneigt, zu schliessen, dass allgemein auch in Gasen die elektromotorische Kraft durch Ionendiffusion sehr klein ist im Ver-

gleich zu 1 Volt. Indes übersieht man bei diesem voreiligen Schluss, dass die absolute Temperatur der Ionen in Gasen unter Umständen einen sehr grossen Wert annehmen kann.

Da in verdünnten Gasen das Gesetz der Proportionalität zwischen Ionengeschwindigkeit und treibender Kraft nicht mehr gilt, so gilt für sie auch die obige NERNST'sche Formel nicht mehr genau. Um indessen zu einer Schätzung der Grössenordnung von E_d für den ins Auge gefassten Fall eines durch ein Kathodenstrahlenbündel ionisirten Gases zu gelangen, seien folgende Annahmen gemacht.

Es gelte noch angenähert die obige Formel; $(v_n - v_p)/(v_n + v_p)$ sei gleich 0,5, ferner sei $n_2/n_1 = e = 2{,}71828$. Die absolute Temperatur der Ionen (diese, nicht die mittlere Temperatur des Gases kommt in Betracht) sei in dem betrachteten Volumen räumlich constant, sie sei für die positiven und die negativen Ionen gleich gross; sie entspreche im Mittel derjenigen kinetischen Energie der Ionen, welche sie nach freier Durchlaufung von 1 Volt Spannungsdifferenz besitzen, sie sei also gleich $6{,}08 \cdot 10^3$. Alle diese Annahmen, ausgenommen $n_2/n_1 = e$, sind derartig, dass sie einen kleineren Wert für E_d liefern, als er in Wirklichkeit zu erwarten ist. Sie ergeben E_d zu 0,26 Volt.

Die aus der Ionendiffusion entspringende elektromotorische Kraft an der Oberfläche eines Kathodenstrahlenbündels in Gas steht senkrecht zur Richtung des Strahlenbündels, lädt dessen Inneres positiv, seine Umgebung negativ. Bei senkrechter Incidenz ist sie darum parallel zur Oberfläche des Reflectors; bei schiefer Incidenz dagegen ist diejenige Componente von ihr, welche senkrecht zum Reflector steht, proportional dem Sinus des Einfallswinkels; die Reflectoroberfläche rückt hierbei in das Innere des Strahlenbündels und erhält darum die hier durch die Ionendiffusion entstehende positive Ladung und sendet einen entsprechenden positiven Strom J_d zur Erde. J_d ist demnach eine Function des Einfallswinkels, ist Null für $\alpha = 0$ und wächst mit α, doch langsamer als $\sin\alpha$; infolge der diffusen Kathodenstrahlreflexion verliert nämlich in der Nähe der Reflectoroberfläche die Begrenzung des ionisirenden Kathodenstrahlenbündels an Schärfe, damit aber nimmt das Verhältnis der Partialdrucke an der Reflectoroberfläche und im Gasinnern ab.

Das Experiment hat zu ergeben, wie gross der Anteil von J_d an dem Reflectorstrom R ist, ob die aus der Ionendiffusion entstehende Fehlerquelle vernachlässigt werden darf.

5. **Secundäre Emission als Fehlerquelle.** — Die Herren AUSTIN und STARKE haben die Vermutung ausgesprochen, dass durch das Auftreffen primärer Kathodenstrahlen auf ein Metall secundär eine von diesem ausgehende Emission negativer Teilchen veranlasst werde. Wenn es ihnen auch nicht gelungen ist, eine solche secundäre Emission einwandsfrei nachzuweisen, so verdient doch jene Vermutung eine ernste Prüfung.

Zunächst haben wir uns klar zu werden über den Unterschied zwischen Reflexion und secundärer Emission. Ein reflectirtes Kathodenstrahlteilchen ist identisch mit einem primären einfallenden Teilchen; ein secundär emittirtes negatives Teilchen ist noch nicht in dem einfallenden primären Kathodenstrahlenbündel enthalten, sondern wird durch dessen Energie erst aus dem Reflector frei gemacht und dann in den Gasraum übergeführt. Die Energie, welche das secundär emittirte Teilchen mit sich führt, verdankt es der Energie der einfallenden Strahlen, nicht aber entstammt diesen seine negative Ladung. Es gilt darum nicht $J_i = J_a + J_r + J_s$.

Es giebt nun zwei Wirkungen, welche eine secundäre Emission negativer Teilchen bei der Kathodenstrahlreflexion veranlassen können. Da ist einmal das ultraviolette Licht, nicht dasjenige, welche in sehr geringer Intensität im durchstrahlten Gas erregt wird, sondern dasjenige, welches an der Reflectoroberfläche beim Auftreffen der primären Kathodenstrahlen erzeugt wird und hier an seinem Entstehungsorte eine beträchtliche Intensität besitzen kann. Da sind zweitens die Röntgenstrahlen, welche durch den Stoss der primären Kathodenstrahlen an der Reflectoroberfläche ausgelöst werden und hier ebenfalls ihre grösste Intensität besitzen; für Elektrodenspannungen unterhalb 20000 Volt besitzen diese Röntgenstrahlen eine starke Absorbirbarkeit. Sowohl ultraviolettes Licht wie Röntgenstrahlen machen nun bei der Absorption durch eine metallische Oberfläche negative Elektricität in den angrenzenden Gasraum frei. Von dem ultravioletten Licht ist dies längst bekannt; für die Röntgenstrahlen ist es neuerdings erwiesen worden; die von ihnen erregten Secundärstrahlen

enthalten zum Teil negative Ladung oder Kathodenstrahlen.[1]) Das Zustandekommen der secundären Emission hätten wir uns demnach folgendermaassen zu denken. Beim Auftreffen der primären Kathodenstrahlen auf den Reflector werden unter Verlust kinetischer Energie derselben ultraviolette und Röntgenstrahlen an der metallischen Oberfläche erzeugt; von dieser wird dann wieder ein Teil der Strahlen absorbirt und erzeugt dabei eine Emission negativer Elektricität. Der emittirten negativen Intensität entspricht ein gleich grosser positiver Emissionsstrom J_e durch den Reflector zur Erde. Vernachlässigt man in der Gleichung des Reflectorstromes $R = -J_a + J_v + J_d + J_e$ den Emissionsstrom, so macht man damit im allgemeinen einen Fehler; ob dieser vernachlässigt werden darf, hat die experimentelle Untersuchung zu ergeben.

Wenn die secundäre Emission überhaupt einen Wert besitzt, welcher neben der reflectirten Intensität nicht vernachlässigt werden darf, so ist ohne weiteres aus dem Vorstehenden zu ersehen, dass sie auch bei senkrechter Incidenz vorhanden sein muss; mit wachsendem Einfallswinkel muss sie indes etwas zunehmen, da bei schiefer Incidenz die Zahl der an der Oberfläche liegenden Metallteilchen, welche von den primären Käthodenstrahlen getroffen werden, grösser ist als bei senkrechter.[2])

Zum Schlusse sei bemerkt, dass ausser der Absorption von violettem Licht und von Röntgenstrahlen noch eine dritte Art denkbar ist, in welcher primäre Kathodenstrahlen secundäre Emission erregen können. Es steht fest, dass Kathodenstrahlen, welche in eine Schicht neutralen Gases eindringen, dieses ionisiren, d. h. aus einem Teil seiner neutralen Molecüle positive und negative Ionen frei machen. Es ist zu erwarten, dass die Kathodenstrahlen diese Wirkung nicht bloss in Gasen, sondern auch in festen und flüssigen, leitenden und nicht leitenden Körpern hervorbringen. Eine dünne Körperschicht (dünnes Metallblättchen) muss während der Absorption von Kathodenstrahlen eine Erhöhung der Ionisation

1) E. Dorn, Abhandl. d. Naturf. Ges. Halle 22. p. 40. 1900; P. Curie u. G. Sagnac, Journ. de phys. (4) 1. p. 13. 1902.

2) J. Stark, Physik. Zeitschr. 3. Heft 16. 1902.

(Zahl n der Ionen in der Volumeneinheit) und damit eine Veränderung der specifischen Leitfähigkeit

$$[\lambda = n \,.\, \varepsilon \,.\, (v_p + v_n)]$$

zeigen; bei Leitern, wie bei Metallen, wird die bereits vorhandene Ionisation durch die Kathodenstrahlabsorption lediglich vermehrt; ob diese Zunahme der Ionisation neben ihrem Normalwert bemerkbar ist, hat die Erfahrung zu ergeben; mit der Vermehrung der Ionisation in einer Kathodenstrahlen absorbirenden Oberflächenschicht wird eine Veränderung ihrer Voltadifferenz gegen ein anderes Metall Hand in Hand gehen.

Wenn nun wirklich durch die Kathodenstrahlen neutrale Metallteilchen des Reflectors ionisirt werden, so kann damit an einzelnen Punkten ein Freiwerden von Ionen, speciell negativer, in den Gasraum verbunden sein; wie ein Kathodenstrahl von einem neutralen Gasmolecül, so kann er vielleicht auch von einer metallischen Oberfläche ein negatives Elektron lostrümmern, ohne dabei selbst an diese seine negative Ladung zu verlieren.

6. **Beweisführung für Kleinheit des Voltastromes.** — l. c. p. 108 behaupten die Herren Austin und Starke, dass der Voltastrom nichtstörende Grösse haben kann. Nun aber handelt es sich hierbei um zwei Fragen, die man auseinanderhalten muss. Erstens: wie gross ist der Voltastrom für sich allein? Zweitens: genügt der Voltastrom, um den positiven Effect ($P = J_v + J_d + J_g$) zu erklären? Ausschliesslich die experimentelle Antwort auf die erste Frage könnte die Herren Austin und Starke zu der obigen Behauptung berechtigen. Aber, wie bereits bemerkt, treten sie die directe experimentelle Beweisführung durch Messung der Voltadifferenz nicht an. Vielmehr zeigen sie (Grund 1 und 2, p. 111), dass der positive Effect ($P = J_v + J_d + J_g$) in einzelnen Fällen grösser oder von anderem Vorzeichen ist als der zu erwartende Voltastrom, und darin scheinen sie einen Beweis ihrer Behauptung zu sehen. Daraus aber folgt doch nicht, dass der Voltastrom allgemein überhaupt nicht in merkbarer Grösse vorhanden ist, sondern lediglich, dass er zur Erklärung des positiven Effectes allein nicht ausreicht; sein Anteil an ihm kann jedoch in einzelnen Fällen ein ganz beträchtlicher sein.

Auch der dritte Grund (p. 111—114), den die Herren Austin und Starke für entscheidend ansehen, ist nicht stichhaltig. Sie basiren ihr Räsonnement auf folgenden Versuch. Den Reflector bringen sie in einem Raum an, dessen Gasdruck unabhängig von demjenigen in der Erzeugungsröhre der Kathodenstrahlen variirt werden kann; durch ein Aluminiumfenster hindurch lassen sie Kathodenstrahlen von constanter Geschwindigkeit aus der Erzeugungsröhre auf den Reflector fallen. Sie finden zweierlei; erstens ist die Abnahme des Reflectostromes mit wachsendem Einfallswinkel klein, bei der grössten Neigung (85°) nur etwa 20 Proc., positiver Strom trat gar nicht mehr ein; zweitens ist die Grösse des Reflectorstromes und auch das Verhältnis der Reflectorströme verschiedener Metalle unabhängig von dem Gasdruck p im Reflexionsraume.

Das zweite Resultat verwerten sie nun zu folgender theoretischer Schlussfolgerung. Dass sie statt $\partial R/\partial p = 0$ den Quotienten $\partial P/\partial p = 0$ setzen, dagegen ist nichts einzuwenden. Sie gehen aber weiter und glauben $J_v = 0$ setzen zu dürfen. Denn, überlegen sie, J_v müsste als Strom durch das Gas abhängig sein von der Leitfähigkeit $[\lambda = n \cdot \varepsilon \cdot (v_p + v_n)]$, also von der Ionisation n in demselben, also von dem Gasdruck, da mit diesem die Ionisirung durch die Kathodenstrahlen zunimmt; da indes $P = J_v + J_d + J_e$, der positive Effect, unabhängig ist von p, so muss $J_v = 0$ sein. Damit scheinen sie zweierlei zugleich bewiesen zu haben, nämlich dass der Voltastrom für sich allein sehr klein ist und dass der positive Effect nichts mit ihm zu thun hat. Der Schluss von dem Differentialquotienten

$$\frac{\partial P}{\partial p} = \frac{\partial}{\partial p}(J_v + J_d + J_e) = 0$$

auf den Absolutwert des Integrals ($J_v = 0$) ist indes unzulässig. Angenommen, für die Grösse J_v käme wirklich eine Ohm'sche Leitfähigkeit des Gases $\lambda = n \cdot \varepsilon (v_p + v_n)$ in Betracht, so muss nicht bloss n, sondern auch $(v_p + v_n)$ als Function des Druckes betrachtet werden; während n wächst mit p, nimmt die Summe der spec. Geschwindigkeiten $(v_p + v_n)$ ab mit p; das Product λ mag darum nur wenig mit dem Gasdruck sich ändern und

ebenso J_v. Aus $\partial J_v/\partial p = 0$ lässt sich darum noch nicht sicher folgern $J_v = 0$.

Demnach ist die Beweisführung der Herren AUSTIN und STARKE dafür, dass der Voltastrom von vernachlässigbarer Grösse sei, nicht stichhaltig.

7. **Beweisführung für das Vorhandensein einer secundären Emission.** — Wie die Herren AUSTIN und STARKE selbst zugestehen, ist es ihnen nicht gelungen, das Vorhandensein einer secundären Emission negativer Elektricität auf directem experimentellen Wege nachzuweisen. Sie glauben indes durch eine indirecte Beweisführung ihr Vorhandensein festgestellt zu haben. Der Gang derselben ist folgender. In dem Reflectorstrom R ist ein positiver Effect P vorhanden; dieser kann von drei Ursachen herrühren: a) von einer positiven Strahlung, b) von einem Voltastrom, c) von einer secundären Emission. Da weder a) noch b) vorhanden sind, so bleibt „nur noch der Erklärungsweise dritte c), dass eine durch die Kathodenstrahlen erregte secundäre Emission negativer Elektricität stattfindet". Indes zu dem Schluss „nur noch" sind die Herren AUSTIN und STARKE nur dann berechtigt, wenn sie zuerst die Prämisse vorangehen lassen und beweisen, dass es drei und nur drei mögliche Ursachen des positiven Effectes giebt. Dies aber beweisen sie nicht, und in der That ist noch eine vierte Ursache, die Ionendiffusion möglich, ganz abgesehen davon, dass die Abwesenheit von b) noch nicht sicher bewiesen ist.

Man verstehe wohl, ich sage nicht, es sei keine secundäre Emission vorhanden; ich betone nur, dass die indirecte Beweisführung der Herren AUSTIN und STARKE für das Vorhandensein einer secundären Emission nicht zwingend ist.

Auch die Art, in welcher sie die vermutete secundäre Emission mit Eigenschaften ausstatten, ist nicht einwandsfrei. Angenommen, der positive Effect sei qualitativ und quantitativ gleich einer secundären Emission, so sind wir doch nicht ohne weiteres zu nachstehenden Folgerungen berechtigt. Der negative Reflectorstrom nimmt, wie die Beobachtung zeigt, zu mit wachsender Geschwindigkeit (c) der Kathodenstrahlen, um so mehr, je grösser der Einfallswinkel ist; es ist also R eine Function von c. Dies haben wir mathematisch zunächst so zu formuliren:

$R(c) = P(c) - J_a(c)$. Nun setzen die Herren AUSTIN und STARKE willkürlich $\partial J_a(c)/\partial c = 0$, sie scheinen stillschweigend zu folgern, dass die reflectirte und absorbirte Intensität auch bei schiefer Incidenz unabhängig sei von der Geschwindigkeit der Kathodenstrahlen, da dies bei senkrechter Incidenz der Fall ist. Experimentell haben sie diese Folgerung nicht bewiesen, theoretisch aber ist sie unwahrscheinlich (Physik. Zeitschr. Heft 16, 1902). Es steht demnach nicht fest, dass

$$\frac{\partial R(c)}{\partial c} = \frac{\partial P(c)}{\partial c}$$

ist.

Weiter finden die Herren AUSTIN und STARKE, dass die Grösse des Reflectorstromes abhängt von der Güte der Politur. Ohne weiteres aber schreiben sie wieder diese Abhängigkeit ausschliesslich dem positiven Effect zu. Ja bei senkrechter Incidenz ist die absorbirte Intensität unabhängig von dem Grad der Politur; ob dies aber auch bei schiefer Incidenz zutrifft, ist mindestens fraglich.

8. **Beweisführung für die Abwesenheit des positiven Effectes bei senkrechter Incidenz.** — l. c. p. 120 schreiben die Herren AUSTIN und STARKE: „Wir sind in der erfreulichen Lage, mit aller positiven Bestimmtheit aussagen zu können, dass der genannte Effect bei senkrechter Incidenz der Kathodenstrahlen niemals stattfindet, zum wenigsten nicht in einem bemerkbaren Grade." Vielleicht erhalten sie mit dieser Behauptung Recht, bewiesen aber haben sie ihre Richtigkeit noch nicht.

Die Herren AUSTIN und STARKE teilen zur Bekräftigung ihrer Behauptung fünf Beobachtungen mit. Beweis I., dass zwei verschiedene Methoden des Hrn. STARKE denselben Wert der Reflexion ergeben, übergehe ich. Nach II. ist das Verhältnis ($\varkappa$) der Reflectorströme für zwei verschiedene Metalle für den Einfallswinkel $\alpha = 0$ unabhängig von der Kathodenstrahlgeschwindigkeit c, oder es ist

$$\frac{\partial \varkappa}{\partial c} = \frac{\partial}{\partial c}\left(\frac{R'}{R''}\right) = \frac{1}{R''}\frac{\partial R'}{\partial c} - \frac{R'}{R''^2}\frac{\partial R''}{\partial c} = 0.$$

Daraus würde nun, wie die Herren AUSTIN und STARKE selbst bemerken, noch nicht folgen, dass in den Gleichungen $R' = P' - J_a'$ bez. $R'' = P'' - J_a''$ die Grösse P' bez. P'' Null ist für $\alpha = 0$. Nach V. aber gilt auch

$$\frac{\partial R'}{\partial c} = \frac{\partial R''}{\partial c} = 0.$$

Indes folgt hieraus allein oder aus Combination von Beobachtung II. und V. etwas über P' bez. P''? Aus dem Nullwert des Differentialquotienten darf man doch nicht auf die Constantenwerte der einzelnen additiven Teile einer Function schliessen. Selbst zugegeben, dass $\partial J_a / \partial c = 0$ ist, folgt aus $\partial P / \partial c = 0$ allein schon $P = 0$ für $\alpha = 0$?

Nach III. ist die Reflexion bei senkrechter Incidenz ($\alpha = 0$) unabhängig von der Güte der Politur, für $\alpha > 0$ ist der Reflectorstrom abhängig von ihr. Drücken wir den Einfluss der Politur der Oberfläche durch die Variable μ aus und formuliren wir die zwei vorstehenden Befunde:

$$\frac{\partial R}{\partial \mu} = 0 \quad \text{für} \quad \alpha = 0,$$

$$\frac{\partial R}{\partial \mu} = \frac{\partial (P - J_a)}{\partial \mu} \lesseqgtr 0 \text{ für } \alpha > 0.$$

Aus diesen zwei Gleichungen folgt noch nicht $(\partial J_a / \partial \mu)_{\alpha > 0} = 0$, noch weniger $(P)_{\alpha = 0} = 0$, nicht einmal, wenn wir hinzunehmen $(\partial J_a / \partial \mu)_{\alpha = 0} = 0$.

Nach IV. ergiebt sich das Verhältnis der Reflexionsvermögen zweier Metalle „nur bei senkrechter Incidenz als genau der gleiche, vom Entladungspotential unabhängige Wert, sei es, dass es gemessen ist aus dem Verhältnis der in einen Faraday'schen Cylinder reflectirten Elektricitätsmenge, oder aus den durch Ableitung des Reflectors durch ein Galvanometer erhaltenen Strömen. Sobald schiefe Incidenz stattfindet, sind die nach beiden Methoden erhaltenen Werte ganz verschieden." Im Faraday'schen Cylinder kommt offenbar nur ein Bruchteil $(k J_r)$ der gesamten reflectirten Intensität zur Messung. Rechnen wir mit der gesamten reflectirten und absorbirten Intensität, so gilt für zwei Metalle, unabhängig von P, die Gleichung

$$\frac{J_r' + P'}{J_r'' + P''} = \frac{J - J_a' + P'}{J - J'' + P''} \quad \text{oder} \quad \frac{A'}{A''} = \frac{J + R'}{J + R''}.$$

Bei Messung von $k . J_r$ finden nun die Herren Austin und Starke:

$$\frac{k_0' . J_r' + \varkappa' . P'}{k_0'' . J_r'' + \varkappa'' . P''} = \frac{J - J_a' + P'}{J - J_a'' + P''} \text{ für } \alpha = 0,$$

$$\frac{k_a' . J_r' + \varkappa' . P'}{k_a'' . J_r'' + \varkappa'' . P''} \gtreqless \frac{J - J_a' + P'}{J - J_a'' + P''} \text{ für } \alpha > 0.$$

Wie aus diesen zwei Gleichungen allgemein $P=0$ für $\alpha=0$ folgen soll, ist nicht zu ersehen. Es würde selbst dann nicht mit Sicherheit folgen, wenn $k_0'/k_0'' = k_a'/k_a''$ (dies scheinen die Herren Austin und Starke stillschweigend anzunehmen) wäre. Dass aber diese Voraussetzung unzulässig ist, geht aus den Messungen von Seitz[1]) hervor. (Die letzten drei Absätze erfuhren bei der Correctur im Interesse der Verständlichkeit eine Erweiterung.)

Resultate.

I. Die Versuche der Herren Austin und Starke enthalten nichts, was im Widerspruch stände mit den Folgerungen, die sich aus der Ablenkungshypothese der Kathodenstrahlreflexion ziehen lassen.

II. Vor jeder weiteren experimentellen Untersuchung der Kathodenstrahlreflexion bedürfen als Fehlerquellen einer qualitativen und quantitativen Prüfung der Voltastrom, die Ionendiffusion und die secundäre Emission.

III. Die Beweisführung der Herren Austin und Starke dafür, dass der Voltastrom bei der Kathodenstrahlreflexion allgemein vernachlässigt werden kann, ist nicht stichhaltig.

IV. Die indirecte Beweisführung für das Vorhandensein einer secundären Emission ist nicht zwingend.

V. Die Beweisführung für die Abwesenheit eines positiven Effectes bei senkrechter Incidenz ist nicht einwandsfrei.

Göttingen, den 15. April 1902.

1) W. Seitz, Ann. d. Phys. 6. p. 1. 1901.

Beiträge zu einer Wiederholung des Mascart'schen Versuches;

von R. Wachsmuth und O. Schönrock.

(Vorgelegt in der Sitzung vom 25. April 1902.)

(Vgl. oben S. 137.)

Die Frage nach einer translatorischen Bewegung des Lichtäthers hat vor vier Jahren die physikalische Section der in Düsseldorf versammelten Naturforscher beschäftigt. Hr. W. Wien[1]) hat damals in seinem Referat die Annahmen bewegten oder ruhenden Aethers discutirt, und er sowohl wie sein Correferent, Hr. H. A. Lorentz, haben hervorgehoben, wie vor allem die Erscheinung der Aberration des Lichtes der Fixsterne zu der Annahme ruhenden Aethers drängt.

Die Versuche, die eine solche Annahme zu widerlegen scheinen, sind hauptsächlich die von Klinkerfues, Fizeau, Michelson und Morley und von Mascart. Von diesen ist bisher der erste wiederholt worden. Klinkerfues hatte gefunden, dass die Absorptionslinien des Bromdampfes durch die Bewegung der Erde verschoben würden. Herr Haga[2]) hat nun auf der letzten Naturforscherversammlung in Hamburg mitgeteilt, dass, während Klinkerfues eine solche Verschiebung gegen das Natriumspectrum im Betrage von $^1/_{13}$ der Entfernung der Na-Linien glaubt constatirt zu haben, diese nach seinen Messungen nicht mehr als etwa $^1/_{1000}$ jener Entfernung

1) W. Wien, Wied. Ann. 65. Beilage zu Heft 7. 1898. W. Wien u. H. A. Lorentz, Verh. d. Ges. Deutscher Naturf. u. Aerzte in Düsseldorf 1898, 2. Teil, 1. Hälfte p. 49—65.

2) H. Haga, Physik. Zeitschr. 3. p. 191. 1901/02.

betragen kann. Hiermit sind also die KLINKERFUES'schen Angaben nicht aufrecht zu erhalten.

Die Anordnung des Versuches von FIZEAU über den Einfluss der Erdbewegung auf die Drehung der Polarisationsebene durch Glassäulen wird ja gegenwärtig allgemein nicht als einwandsfrei erklärt und auch gegen den Versuch von MICHELSON und MORLEY sind Einwendungen[1]) erhoben worden, die seine Wiederholung wünschenswert machen.

Es bleibt von optischen Methoden noch die des Hrn. MASCART übrig. Die Aufgabe dieser Zeilen ist es, den Nachweis zu erbringen, nicht bloss dass auch dieser Versuch der Wiederholung bedarf, sondern auch dass die von MASCART wirklich erreichte Genauigkeit wesentlich übertroffen werden kann.

Hr. MASCART[2]) hat geprüft, ob die Drehung der Polarisationsebene des Lichtes in Quarzplatten eine Aenderung zeigt, je nachdem man linear polarisirtes Licht durch einen Quarz in Richtung der Erdbewegung oder gegen diese hindurchschickt. Da die Geschwindigkeit der Erde 30 km in der Secunde beträgt, die des Lichtes aber 300 000 km, so leitete er ab, dass eine Aenderung von etwa $2 \times {}^1/_{10000}$, d. h. ${}^1/_{5000}$ des Drehungswertes eintreten müsse, wenn der Lichtäther an der Erdbewegung nicht teilnimmt.

Zu seinen Messungen benutzt er einen Apparat, bei dem zwischen dem Polarisator und dem Analysator ausser den drehenden Quarzplatten noch zwei Linsen zum Parallelmachen der Strahlen und zwei Prismen zu spectraler Reinigung eingeschoben sind. Dadurch sind in die Anordnung Fehlerquellen gebracht, die man heutzutage vermeiden würde. Uebrigens macht auch schon Hr. MASCART selbst (l. c. p. 204) auf das Bedenkliche dieser Anordnung aufmerksam.

Für die Drehungen wurden 7 Quarzplatten von 30 bis 110,6 mm Dicke einzeln oder in Hintereinanderstellung benutzt.

---

1) W. SUTHERLAND, Nature **63**. p. 205. 1900/01; W. M. HICKS, Phil. Mag. (6) **3**. p. 9. 1902; l. c. p. 256; Nature **65**. p. 343. 1902.

2) MASCART, Ann. École norm. sup. (2) **1**. p. 157—214. 1872.

Die Platten waren, wie angegeben wird, zum Teil nicht homogen. Dies zeigt sich auch auffällig, wenn man die auf 1 mm reducirten Resultate der absoluten Bestimmungen des Drehvermögens vergleicht. Für Thalliumlicht ($\lambda = 534.88\,\mu\mu$) zeigt die Tabelle Unterschiede von 0,25 Proc.

Nr. I.	Dicke: 29,995 mm	} linksdrehend		Drehung pro 1 mm:	26,652°
„ II.	„ 30,482 „				26,632
„ III.	„ 42,619 „				26,638
„ IV.	„ 110,579 „				26,641
„ V.	„ 36,524 „	} rechtsdrehend			26,664
„ VI.	„ 37,458 „				26,677
„ VII.	„ 81,278 „				26,699

Auf den Fehler der relativen Messungen lässt sich aus diesen Angaben natürlich nicht schliessen.

Die uns hier besonders interessirenden relativen Messungen sind so angestellt, dass die Lichtquelle sich abwechselnd im Westenund im Osten des Apparates befand und die Beobachtungen um Mitternacht angestellt wurden. So sollte die Drehung durch den Einfluss der Erdbewegung bald vergrössert, bald verkleinert werden. Dass diese Versuche keine Unterschiede ergeben haben, erscheint nicht so sehr überraschend, wenn man die freilich nur in geringer Zahl mitgeteilten Beobachtungsreihen näher ansieht.

Wenn keine anderen Einflüsse[1]) das Resultat verkleinerten, so war eine Drehungsänderung von wenigstens $^1/_{5000}$ zu erwarten. Es erscheint zweifelhaft, ob man eine solche wirklich hätte beobachten können. Denn die Genauigkeit der damaligen Beobachtung liess durchweg selbst bei Einstellungen ein und desselben Wertes Abweichungen von grösserem Betrage vorkommen. Ueber die Art, wie die Lichtquelle mit dem Apparat zusammen gegen W bez. O gedreht wurde, ist nichts gesagt. Kleine Unregelmässigkeiten hierbei, Verschiebungen des optischen Schwerpunktes etc., würden für

1) H. A. Lorentz, l. c. p. 61; vgl. auch seine Schrift: Versuche einer Theorie der elektrischen und optischen Erscheinungen in bewegten Körpern, p. 119. Leiden 1895.

die Erklärung der Fehlergrösse genügen. Auch ist für eine Präcisionsmessung die Anzahl der Einstellungen der einzelnen Beobachtungsreihen äusserst klein. Die grösste Empfindlichkeit wurde erreicht bei einer Gesamtdrehung von 6287° für Thalliumlicht. Dabei liegen aber nur vier Messungen nach jeder Seite vor. Die Einstellungen waren folgende:

Lichtquelle im Westen	Lichtquelle im Osten
49° 36′	49° 21′
50 26	50 17
50 42	50 27
50 4	50 10

Aus diesen Ablesungen schliesst Hr. Mascart, dass die Aenderung der Drehung nicht $^1/_3$ Grad betrage, der Einfluss der Erdbewegung also unterhalb $^1/_{20\,000}$ bleibe.

Bei der geringen Zahl von Beobachtungen ist man wohl kaum berechtigt, Mittelwerte anzunehmen und deren Differenz zu bilden, sondern muss eher die grössten Differenzen derselben Reihe als Fehlergrösse betrachten. Nun tritt sowohl in der linken als auch in der rechten Reihe eine Differenz von 1° 6′ auf. Dies entspricht aber $^1/_{5700}$ der Gesamtdrehung. Es fällt also selbst bei diesem empfindlichsten Versuch die erwartete Aenderung nahezu mit der Fehlergrenze zusammen. — Mascart hatte recht dicke Quarzplatten benutzt, um die Empfindlichkeit seiner Methode zu erhöhen. Nun hellt sich aber selbst bei Benutzung sehr reiner Quarzplatten mit zunehmender Quarzdicke das Gesichtsfeld mehr und mehr auf, wodurch die Empfindlichkeit herabgesetzt wird.

Es fragt sich daher, ob wirklich durch die Anwendung einer so grossen Quarzdicke ein wesentlicher Vorteil[1]) erreicht wird.

Auf diese Frage hin sind von dem einen von uns (Sch.) an der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt eine Reihe von Drehungsbeobachtungen an Quarzplatten verschiedener Dicke angestellt. Eine Quarzplatte von 109,6 mm Dicke wurde von

1) R. Wachsmuth, Phys. Zeitschr. 3. p. 193. 1901/02.

der Firma Schmidt & Haensch für unsere Zwecke zur Verfügung gestellt. Diese negativ drehende Quarzplatte muss indessen auch an ihrer besten Stelle noch als optisch ziemlich unrein bezeichnet werden. Da es aber nach den Erfahrungen der Reichsanstalt sehr schwierig sein dürfte, in den Besitz bedeutend reinerer Quarzplatten von so grosser Dicke zu gelangen, so sind mit diesem Quarz einige Drehungsbestimmungen ausgeführt worden.

Zum Vergleich wurden zwei im Besitz der Reichsanstalt befindliche positive Quarzplatten von 24,1 und 7,4 mm Dicke herangezogen, welche optisch ziemlich rein genannt werden können.

Zu den Messungen wurde ein Halbschatten-Polarisationsapparat (Halbschatten 52′) und die gelbgrüne Linie 546,1 $\mu\mu$ der Quecksilberlampe verwendet. Die Einstellungen auf gleiche Helligkeit der beiden Felder wurden in gewöhnlicher Weise schnell hintereinander ausgeführt.

Der mittlere Fehler ε der einzelnen Einstellung betrug bei Beobachtung des Nullpunktes, d. h. ohne Zwischenschalten von Quarz $\pm 0{,}0042^0 = \pm 15''$, aus 40 Einstellungen berechnet. Die bei Einschaltung der einzelnen Quarzplatten erhaltenen Resultate sind in der folgenden Tabelle zusammengestellt:

Dicke der Quarzplatte in mm	Drehungswinkel in Kreisgraden	Anzahl der einzelnen Einstellungen	ε in Kreisgraden	ε in Sekunden	ε in % d. Dreh.-Winkels
109,6	2798	40	0,087	313	0,0031
24,1	615	20	0,020	72	0,0033
7,4	188	20	0,0079	28	0,0042

Da die Zahlen der letzten Columne fast gleich sind, so ist durch die grössere Dicke der Platten keine wesentlich höhere Genauigkeit erzielt worden. Es dürften also aus diesen Versuchen die folgenden beiden, für eine Wiederholung des Mascart'schen Versuches wichtigen Schlüsse zu ziehen sein:

1. An Stelle sehr dicker, wohl kaum rein erhältlicher Quarze sind vorteilhafter dünnere, nur etwa 1—3 cm dicke, aber reine Quarzplatten zu benutzen.

2. Ueberschreiten die zu beobachtenden Drehungsdifferenzen $^1/_{100000}$ des Drehungswertes, so wären sie mittels der Halbschatten-Polarisationsmethode mit Sicherheit nachweisbar.

Dabei ist noch hervorzuheben, dass diese Messungen mit einem Apparat angestellt sind, der eigentlich für die Bestimmung absoluter Drehungswerte dient; und es liegt daher durchaus die Möglichkeit vor, dass man mit einem besonders für den Zweck nur relativer Messungen construirten Apparate noch kleinere Drehungsdifferenzen als $^1/_{100000}$ zu messen im stande sein wird.

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.

Jahrg. 4. Nr. 9.

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft.

Sitzung vom 9. Mai 1902.

Vorsitzender: Hr. E. Warburg.

Vor Eintritt in die Tagesordnung gedenkt der Vorsitzende des Verlustes, den die Gesellschaft durch den am 26. April erfolgten Tod ihres Mitgliedes

Dr. L. Fuchs,

Professor an der Universität Berlin,

erlitten hat.

Die Anwesenden erheben sich zum Gedächtnis des Hingeschiedenen von ihren Sitzen.

Der bisherige Rechnungsführer Hr. **M. Planck** erstattet Bericht über Einnahme und Ausgabe der Gesellschaft im Jahre 1901 und legt die weiter unten abgedruckte Vermögens-Bilanz, sowie die Uebersicht des Gewinn- und Verlust-Contos der Gesellschaft vor.

Hr. Frh. von Seherr-Thoss beantragt gemeinsam mit Hrn. E. Jahnke die Entlastung zu erteilen, da die vorgenommene Revision der Rechnungen, Bücher etc. alles in musterhafter Ordnung ergeben habe. Der Antrag wird angenommen. Der Vorsitzende spricht darauf dem Rechnungsführer den Dank der Gesellschaft für seine Mühewaltung aus.

Der von Hrn. **M. Planck** vorgelegte Voranschlag für Einnahmen und Ausgaben des neuen Geschäftsjahres wird einstimmig angenommen.

Aus den nunmehr durch Acclamation vorgenommenen Wahlen geht der Vorstand in folgender Zusammensetzung hervor:

Hr. E. Warburg, Vorsitzender.

Hr. W. von Bezold,
Hr. F. von Hefner-Alteneck,
Hr. E. Hagen,
} Stellvertretende Vorsitzende.

Hr. M. Planck, Rechnungsführer.

Hr. Frh. von Seherr-Thoss,
Hr. E. Jahnke,
} Revisoren.

Hr. F. Kurlbaum, Schriftführer.

Hr. H. Starke,
Hr. F. F. Martens,
} Stellvertretende Schriftführer.

Hr. R. Defregger, Bibliothekar.

Hr. H. Kreusler, Stellvertretender Bibliothekar.

Nach Schluss der Sitzung tritt der neugewählte Vorstand zusammen und cooptirt:

Hrn. R. Assmann
Hrn. K. Scheel
} als Redacteure der „Fortschritte der Physik“,

den letzteren zugleich als Herausgeber der Verhandlungen der Gesellschaft.

Als Mitglieder des wissenschaftlichen Ausschusses werden gewählt:

Hr. E. Warburg;	Stellvertreter:	Hr. E. Pringsheim.
Hr. F. Kohlrausch;	„	Hr. O. Lummer.
Hr. M. Planck;	„	Hr. H. Rubens.
Hr. V. v. Lang;	„	Hr. E. Lecher.
Hr. L. Boltzmann;	„	Hr. P. Drude.
Hr. W. Voigt;	„	Hr. M. Wien.

Hr. E. WARBURG legt eine Mitteilung des Hrn. **W. Foerster**

Bemerkung zu dem „Nachruf für JOHANNES PERNET“ von M. THIESEN

vor, deren Abdruck in den Verhandlungen beschlossen wird.

Hr. E. WARBURG berichtet ferner über eine Untersuchung des Hrn. **Bruce Hill**

über das magnetische Verhalten der Nickel-Kupfer- und Nickel-Zinnlegirungen.

Hr. **E. Goldstein** spricht dann

über Kathodenstrahlen von geringem Entladungspotential.

Hr. **H. Starke** legt endlich eine Mitteilung vor:

Erwiderung auf die kritischen Bemerkungen des Hrn. J. STARK bezüglich der Arbeit: AUSTIN-STARKE, Ueber Kathodenstrahlreflexion.

Vermögens-Bilanz

der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft

am 31. December 1901.

Activa.

	Mark	Pf.
Bibliothek	13 000	—
Effecten (Preussische Consols)	15 067	35
Depositengelder (bei der Deutschen Bank)	4 630	66
Fortschritte der Physik. Bd. 56 (1900)	521	74
„ „ „ Bd. 57 (1901)	471	—
„ „ „ Bd. 58 (1902)	23	50
„ „ „ Bd. 59 (1903)	24	—
Transitorien-Conto	65	50
	33 803	75

Passiva.

	Mark	Pf.
Capital-Conto	31 276	95
Friedr. Vieweg & Sohn	1 066	40
Stiftungsfest-Conto	139	08
Mitgliederbeiträge-Conto	25	—
Gewinn- und Verlust-Conto	1 296	32
	33 803	75

Berlin, 6. Mai 1902.

M. Planck, Rechnungsführer.

Revidirt und richtig befunden: **M. Frh. v. Seherr-Thoss. E. Jahnke.**

Gewinn- und Verlust-Conto

am 31. December 1901.

Debet.

	Mark	Pf.
Bureaubeamter	250	—
Bote, Diener, Heizer	614	90
Bücher, Zeitschriften	947	98
Buchbinder	704	25
Bibliothek, Lesezirkel, Inventar	58	75
Verhandlungen	193	—
Fortschritte der Physik. Bd. 55 (1899) Verlag	66	09
„ „ „ Bd. 55 (1899) Redaction	533	58
Laufende Auslagen der Redacteure	118	10
Versicherung	18	60
Drucksachen, Schreibmaterialien	213	—
Porti	320	81
Extraordinaria	118	11
Vortrag für das Jahr 1902	1 296	32
	5 448	49

Credit.

	Mark	Pf.
Vortrag vom Jahre 1900	700	89
Beiträge der 171 Berliner Mitglieder 1901. I.	1 710	—
„ „ 166 „ „ 1901. II.	1 660	—
„ „ 158 Auswärtigen Mitglieder 1901	790	—
Zinsen von Wertpapieren	525	—
Zinsen von Depositengeldern	62	60
	5 448	49

Vorstehender Etat-Abschluss ist von der Gesellschaft genehmigt.

Berlin, 9. Mai 1902. (gez.) **E. Warburg.**

Ueber das magnetische Verhalten der Nickel-Kupfer- und Nickel-Zinnlegirungen; von Bruce Hill.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 9. Mai 1902.)

(Vgl. oben S. 189.)

§ 1.

Es ist bekannt, dass die ferromagnetischen Metalle, über eine gewisse, für jedes derselben eigentümliche Temperatur hinaus erhitzt, in eine allotrope Modification übergehen, und dass diese Umwandlung durch den Verlust des Ferromagnetismus und die Veränderung vieler anderer Eigenschaften sich kund giebt. Auch weiss man, dass die Umwandlungstemperatur durch Beimengung fremder Körper erniedrigt wird, sowie der Gefrierpunkt einer Flüssigkeit erniedrigt wird, wenn man einen fremden Stoff in ihr auflöst. Es liegt daher nahe, die VAN'T HOFF'sche Formel für die Gefrierpunktserniedrigung auf den vorliegenden Fall anzuwenden, d. h. zu setzen

$$(1) \qquad \Delta T = \frac{m}{M} \cdot \frac{0{,}02\, T^2}{L},$$

wo ΔT die durch die Anwesenheit von m g des fremden Körpers in 100 g der Legirung hervorgebrachte Erniedrigung der Umwandlungstemperatur bedeutet; T die Umwandlungstemperatur in der absoluten Temperaturscale; M das Moleculargewicht des fremden Körpers; L die latente Umwandlungswärme.

Diese Anwendung seiner Formel auf den Fall der Beimengung von Kohlenstoff zum Eisen hat in der That Prof. VAN'T HOFF selbst gemacht.[1]) Wenn die Formel (1) allgemein zutrifft, so ist sie augenscheinlich für das Verhalten der Legirungen ferromagnetischer Körper von grundlegender Bedeutung. Es schien daher von Interesse, für einige Fälle die

1) J. H. VAN'T HOFF, Rapport présenté au congrès international de physique. 2. p. 332. Paris 1900.

Formel einer directen Prüfung zu unterziehen, eine Aufgabe, die ich auf Vorschlag von Hrn. Warburg unternommen habe.

§ 2.

Als ferromagnetisches Metall bei dieser Prüfung wurde Nickel gewählt, dessen unterhalb 400° gelegene Umwandlungstemperatur bequem erreichbar und messbar ist. Zur Herstellung möglichst einfacher Verhältnisse sollten mit dem Nickel nicht ferromagnetische Metalle legirt werden. Kupfer-Nickellegirungen in Drahtform wurden von der Firma Basse & Selve freundlichst zur Verfügung gestellt. Bemühungen, andere Nickellegirungen zu erhalten, insbesondere solche mit sehr verschiedenem Atomgewicht (Bi, Pb, Al), blieben zuerst erfolglos. Doch gelang es schliesslich Hrn. Heraeus in Hanau, Nickel-Zinnlegirungen herzustellen und in Form von Ringen zu giessen.

§ 3. **Nickel-Kupferlegirungen.**

Es standen vier Legirungen zur Verfügung, welche in 100 g 4, 8, 20, 40 g Kupfer enthielten, und zwar in Form von 300 mm langen, 2 mm dicken Drähten. Zur Bestimmung der Induction bez. der Umwandlungstemperatur wurde eine Secundärspule von blankem Kupferdraht um ein Glasrohr gewickelt, darüber die Primärspule von 450 mm Länge, und über diese eine Heizspule aus Nickelindraht, wobei die verschiedenen Spulen durch Asbest voneinander isolirt waren. Der zu untersuchende Draht zusammen mit einem geaichten Niehl'schen Quecksilberthermometer befand sich in der Glasröhre. Das Ganze war zur Wärmeisolation mit Asbest umwickelt. Die Induction wurde ballistisch bestimmt unter Anwendung eines Drehspulgalvanometers von Siemens & Halske von 1000 Ohm Widerstand.

§ 4.

Prof. Heym hatte die Güte, die Legirung mit 20 Proc. Kupfer nach der Aetzmethode mikroskopisch zu untersuchen. Es wurde bei der Zimmertemperatur keine Spur von freiem Kupfer aufgefunden.

§ 5.

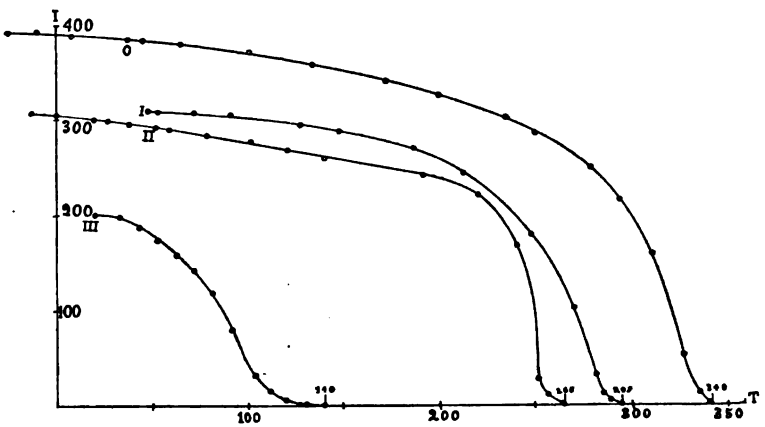
Wenn das Material für die beabsichtigte Prüfung sich eignen soll, so darf es keine Temperaturhysteresis zeigen, wie solche an sogenanntem irrversiblen Nickelstahl beobachtet wird.

Die Induction bei irgend einer Temperatur wurde nun gleich gross gefunden, mochte man bei steigender oder fallender Temperatur beobachten; Temperaturhysteresis war also nicht vorhanden. Ferner wurde die 20 proc. Legirung 1 Stunde lang auf 100° gehalten, ohne dass eine Veränderung in der Induction bemerkt werden konnte. Es stellt sich also auch, wenn eine bestimmte Temperatur erreicht ist, der ihr entsprechende magnetische Zustand ohne merkliche Verzögerung ein.

§ 6. **Bestimmung der Umwandlungstemperatur.**

a) Für reines Nickel.

Wie schon früher in anderen Fällen beobachtet wurde[1]), tritt der Verlust des Ferromagnetismus nicht plötzlich, sondern allmählich in einem breiten Temperaturintervall ein. Nachstehende Figur, Curve *O*, zeigt für reines Nickel den Abfall



der Magnetisirungsintensität I mit wachsender Temperatur für eine Feldstärke, welche der zur Sättigung erforderlichen nahe liegt. Wie man sieht, nimmt mit steigender Temperatur die Magnetisirung I zuerst langsam, dann schneller und schneller

1) J. Hopkinson, Proc. Roy. Soc. **44.** p. 317. 1888.

ab, und nachdem sie bis auf einen sehr kleinen Bruchteil des ursprünglichen Wertes gesunken ist, tritt von einer gewissen, bis auf ungefähr 5° genau bestimmbaren Temperatur an eine sehr langsame weitere Abnahme ein. Der beschriebene, durch die Figur dargestellte Verlauf der Umwandlung scheint der Analogie des § 1, von welcher wir ausgingen, nicht zu entsprechen; nach dieser Analogie war zu erwarten, dass, sowie Wasser nach Abkühlung auf 0° bei Wärmeentziehung völlig gefriert, ehe eine weitere Temperaturerniedrigung eintritt, so auch das β-Nickel nach Erreichung der Umwandlungstemperatur bei Wärmeentziehung völlig in α-Nickel übergehe, bevor die Temperatur weiter sinkt. Doch kann man sich von dem Verlauf der Umwandlung folgendermaasen Rechenschaft geben. Nehmen wir an, dass man oberhalb der Umwandlungstemperatur, mit der unmagnetischen β-Modification anfangend, die Temperatur erniedrigt. Ist bei der Abkühlung die Umwandlungstemperatur erreicht, so wird etwas magnetisches α-Nickel sich bilden. Wenn nun dieses in der Masse des β-Nickels zu einer festen Lösung sich auflöste, dann würde die Umwandlungstemperatur erniedrigt werden, mithin weitere Bildung von α-Nickel erst bei weiterer Abkühlung erfolgen, also die Umwandlung aus der β- in die α-Modification nicht bei einer bestimmten Temperatur, sondern mit fortschreitender Abkühlung in fortschreitendem Maasse stattfinden. Als Umwandlungstemperatur ist, nach dieser Auffassung, die Temperatur zu nehmen, bei welcher bei der Abkühlung die Umwandlung beginnt. Dieser Punkt ergab sich unabhängig von der Feldstärke und konnte bis auf 5° genau bestimmt werden. Natürlich kann dieselbe Erklärung auf dasselbe am Eisen beobachtete Phänomen angewandt werden.

b) Für die Nickel-Kupferlegirungen.

Die Induction, als Function der Temperatur dargestellt, zeigt hier einen ähnlichen Verlauf wie beim Nickel (Figur, I, II, III, diese Curven beziehen sich auf die 4-, 8- und 20 proc. Legirungen), d. h. eine allmähliche Zunahme der Induction bei der Abkühlung. Nach der Analogie des § 1, von welcher wir ausgingen, war dieser Verlauf hier von vornherein zu erwarten, sowie auch das Gefrieren einer Salzlösung nicht bei

einer bestimmten Temperatur, sondern in einem breiten Temperaturintervall erfolgt, da in dem Maasse, als das Lösungsmittel ausfriert, die Lösung concentrirter wird und der Gefrierpunkt sinkt.

Der Anstieg der Induction erfolgt bei der Abkühlung hier weniger plötzlich als beim reinen Nickel, doch war die Umwandlungstemperatur (Temperatur des Beginns der Umwandlung) auch hier bis auf 5° genau bestimmbar.

Die folgende Tabelle enthält die beobachtete Umwandlungstemperatur für die Nickel-Kupferlegirungen im hart gezogenen und im angelassenen Zustand. Wie man sieht, wird durch Anlassen die Umwandlungstemperatur um 15° erniedrigt.

Cu in Proc.	$t°$ cent. (hart)	ΔT	$t°$ cent. (angelassen)	ΔT	$\frac{\Delta T}{m}$
0	355°	—	340°	—	—
4	310	45°	295	45°	11,2°
8	280	75	265	75	9,4
20	155	200	240	200	10,0
40	−100	455	—	—	11,4
					Mittel 10,5°

Die Erniedrigung ΔT der Umwandlungstemperatur ist, nach der Tabelle, dem Kupfergehalt m nahezu proportional. Die Kupferconcentration ist wohl nur für die beiden ersten Legirungen so klein, dass die Formel von VAN'T HOFF anwendbar ist, doch ergiebt sich die Erniedrigung $\Delta T/m$ durch 1 g Kupfer in 100 g der Legirung nicht sehr verschieden, mag man das Mittel für die beiden ersten oder für sämtliche vier Legirungen nehmen.

§ 7. Bestimmung der Umwandlungswärme L.

Die Legirung mit 40 Proc. Kupfer ist bei Zimmertemperatur unmagnetisch, enthält also das Nickel als β-Nickel. Es wurde nun zwischen 20° und 370° sowohl für die Legirung als für reines Kupfer die specifische Wärme gemessen. Es ergab sich für die Legirung 0,1049, für das Kupfer 0,0966. Nimmt man nun an, dass die specifische Wärme der Legirung

der Mischungsregel folgt, so ergiebt sich die specifische Wärme des β-Nickels:

$$\frac{100 \,.\, 0{,}1049 - 40 \,.\, 0{,}0966}{60} = 0{,}1104 \,.$$

Hierauf wurden m g Nickel auf 370° erwärmt und in ein Wassercalorimeter von dem calorimetrischen Wasserwert K und der Anfangstemperatur t_1^0 gebracht, wobei das Wasser sich auf t_2^0 erwärmte. Bringt man die vorher gefundene specifische Wärme des β-Nickels in Rechnung, so ergiebt sich die Umwandlungswärme L aus der Gleichung

$$K(t_2 - t_1) = m\,C(t_3 - t_2) + m\,L, \tag{2}$$

wo

$$t_3 = 370^0,$$

oder die Umwandlungswärme

$$L = C(t_3 - t_2) - \frac{K(t_2 - t_1)}{m}.$$

In fünf Versuchen wurden die folgenden Werte für L erhalten:

4,16
4,33
4,03
5,05
4,83 Mittel = 4,48.

Die Abweichungen der einzelnen Bestimmungen voneinander sind ziemlich gross, ausserdem ist die Methode nur angenähert richtig, indem

1. die Mischungsregel für Legirungen nicht genau zutrifft;

2. nicht die specifische Wärme des β-Nickels, sondern ein zwischen dieser und der kleineren[1]) specifischen Wärme des α-Nickels liegender Wert in Rechnung zu bringen ist. Doch unterscheiden sich diese beiden Werte nur um 1—2 Proc. Nimmt man nun in Gleichung (2) C um 1 Proc. kleiner, so würde sich $L = 4{,}87$ ergeben.

Pionchon[2]) findet die latente Umwandlungswärme $L = 4{,}64$. Doch ist auf diese Uebereinstimmung nicht viel Gewicht zu

1) B. Hill, Verhandl. d. Deutsch. Physik. Gesellsch. **3.** p. 113. 1901.
2) Pionchon, Ann. de chim. et de phys. (6) **11.** p. 37. 1887

legen, weil dieser Wert abgeleitet ist aus dem Unterschied der Wärmemengen, welche das Nickel abgab, als es das eine Mal von einer etwas unterhalb, das andere Mal von einer etwas oberhalb der Umwandlungstemperatur liegenden Temperatur sich auf die Calorimetertemperatur abkühlte. Es ist aber, nach § 6, die Umwandlung bei einer Temperatur, welche wenig unter der Umwandlungstemperatur liegt, noch keineswegs vollendet.

§ 8. Nickel-Zinnlegirungen.

Auch diese erwiesen sich bei der mikroskopischen Prüfung nach der Aetzung bei der Zimmertemperatur als homogen; freies Zinn konnte nicht entdeckt werden. Sie standen in Form von Kreisringen von 5 cm Durchmesser und 1 cm Durchmesser des Querschnittes zur Verfügung. Die Ringe wurden mit einer Primär- und Secundärwicklung von gewöhnlichem, mit Seide isolirtem Kupferdraht umgeben; nur für die Legirung mit 5 Proc. Zinn musste blanker Draht mit Asbest isolirt angewandt werden, da die Umwandlungstemperatur hier zu hoch lag. Die Ringe wurden in einem Oelbade erhitzt, die Induction wurde wieder ballistisch gemesssen.

Da die Ringe gegossen waren, sich also langsam abgekühlt hatten, so wurde die Umwandlungstemperatur für angelassenes Nickel in Rechnung gebracht. Folgende Ergebnisse wurden erhalten:

Zinn in Proc.	t^0 cent.	ΔT	$\frac{\Delta T}{m}$
0	340°	—	—
5	303	37°	7,4°
10	268	72	7,2
15	320	110	7,3
			Mittel 7,3°

Auch hier zeigt sich die Erniedrigung der Umwandlungstemperatur dem Gehalt an zugesetztem Metall proportional, die Erniedrigung durch 1 g Zinn in 100 g der Legirung ist 7,3°.

§ 9.

Ich stelle nun die gefundenen Ergebnisse zusammen. Umwandlungstemperatur des reinen angelassenen Nickels $t = 340^0$, ihr Wert in der absoluten Scala $T = 613^0$, latente Umwandlungswärme $L = 4{,}5$, Erniedrigung $\Delta T/m = \Delta T_1$, der Umwandlungstemperatur, hervorgebracht durch 1 g Kupfer in 100 g der Cu-Ni-Legirung, $10{,}5^0$, durch 1 g Zinn in 100 g der Sn-Ni-Legirung $7{,}4^0$. Nach der VAN'T HOFF'schen Formel soll sein:

$$\Delta T_1 = \frac{0{,}020\, T^2}{L\, M}, \tag{1}$$

oder nach Einsetzung der obigen Werte

$$\Delta T_1 = \frac{1670}{M}. \tag{1a}$$

Um die Ergebnisse auf die Formel anzuwenden, muss man also noch das Moleculargewicht des beigemengten Metalles in der Legirung kennen. Nach den Versuchen von HEYCOCK und NEVILLE[1]) über die Erniedrigung des Erstarrungspunktes des Na, Th, Sn durch Beimengung anderer Metalle sind diese in den Legirungen einatomig. Schon früher hatte G. MEYER[2]) aus den elektromotorischen Kräften von Elementen, deren Pole aus zwei Amalgamen eines Metalles von verschiedenen Concentrationen gebildet waren, abgeleitet, dass alle von ihm untersuchten Metalle (Zn, Cd, Pb, Sn, Cu, Na) in ihren Legirungen in Quecksilber einatomig seien. Die wahrscheinlichste Annahme ist nach diesen Ergebnissen, dass das Moleculargewicht M von Cu und Sn in ihren Legirungen mit Nickel gleich dem Atomgewicht jener Metalle ist.

Setzen wir demgemäss in der Gleichung (1a) für M die Atomgewichte Q des Kupfers (63,6) und des Zinns (118,8), so finden wir für

	ΔT_1 ber.	ΔT_1 beob.
Cu	$26{,}3^0$	$10{,}5^0$
Sn	14,1	7,4

Die beobachteten Werte sind also viel kleiner als die berechneten. Auch ist ΔT_1 dem Atomgewicht nicht umge-

1) C. T. HEYCOCK u. F. H. NEVILLE, Journ. Chem. Soc. **55**. p. 666. 1889; Chemical News **68**. p. 304. 1893.

2) G. MEYER, Zeitschr. f. phys. Chem. **7**. p. 477. 1891.

kehrt proportional; wäre dies der Fall, so würde sich aus dem Cu-Wert von ΔT_1 (10,5°) der Zinnwert gleich 5,6° anstatt 7,3° ergeben.

Nimmt man die Metalle Cu und Sn als zweiatomig in den Legirungen an, so kommen die berechneten Werte von ΔT_1 den beobachteten viel näher. Es liegt indessen kein Grund für diese unwahrscheinliche Annahme vor, da die beobachteten Abweichungen sich in viel einfacherer Weise erklären lassen.

Die VAN'T HOFF'sche Formel, auf die Gefrierpunktserniedrigung bezogen, setzt nämlich voraus, dass beim Erstarren das reine Lösungsmittel ausfriert, der zugesetzte Stoff also in der übrig bleibenden Flüssigkeit gelöst bleibt. Wenn indessen beim Erstarren der gelöste Stoff teilweise mit erstarrt und mit dem erstarrten Anteil des Lösungsmittels eine feste Lösung bildet, dann wird nach der Theorie die Gefrierpunktserniedrigung kleiner, als die Formel es verlangt[1]), nämlich der Differenz der Concentrationen des zugesetzten Stoffs in dem flüssigen und festen Anteil proportional.[2]) Es sind bereits verschiedene Fälle dieser Art nicht nur bekannt, sondern auch mit der Theorie in Uebereinstimmung gefunden worden.[3])

Entsprechend ist in dem hier vorliegenden Fall die Formel (1) nur anwendbar, wenn, indem bei der Abkühlung Umwandlung von β- in α-Nickel eintritt, der zugesetzte Stoff, z. B. das Kupfer, gänzlich in dem β-Nickel gelöst bleibt. Geht aber ein Teil des Kupfers an das α-Nickel, mit diesem eine feste Lösung bildend, dann ist die Erniedrigung der Umwandlungstemperatur kleiner, als die Formel es verlangt.

Dieser Fall scheint nun in der That hier vorzuliegen, da bei der mikroskopischen Untersuchung der 20 proc. Cu-Ni-Legirung bei der Zimmertemperatur, bei welcher sie magnetisch ist, kein freies Kupfer gefunden wurde (§ 4).

Zugleich ist ersichtlich, dass aus den Ergebnissen dieser Untersuchung keineswegs gefolgert werden kann, dass die Anwendung der VAN'T HOFF'schen Formel auf den Fall des

---

1) J. H. VAN'T HOFF, Zeitschr. f. phys. Chem. 5. p. 355. 1890.

2) M. PLANCK, Zeitschr. f. phys. Chem. 2. p. 405. 1888.

3) BRUNI, Feste Lösungen, Uebersetzung von Dr. BASCH. Stuttgart 1901.

kohlenstoffhaltigen Eisens unzulässig sei. In der That scheint sich der Kohlenstoff nur in dem β-Eisen, nicht aber in dem α-Eisen zu lösen.[1])

Es wird die nächste Aufgabe sein, den Einfluss anderer Zusätze, metallischer oder nicht metallischer, auf die Umwandlungstemperatur des Nickels und der anderen ferromagnetischen Metalle zu bestimmen.

Berlin, im Mai, Physik. Institut.

---

1) J. H. van't Hoff, Rapport présenté au congrès international de Physique 2. p. 332. Paris 1900.

Ueber Kathodenstrahlen von geringem Entladungspotential; *von E. Goldstein.*

(Vorgetragen in der Sitzung vom 9. Mai 1902.)

(Vgl. oben S. 189.)

Angeregt durch die Versuche der Herren AUSTIN und STARKE[1]) zur Auffindung einer neuen Strahlenemission von der Antikathode habe ich im Nachfolgenden einige Beobachtungen über zwei Formen Kathodenstrahlen von geringem Entladungspotential zusammengestellt, von denen ich die eine schon neulich kurz behandelt habe[2]), während die andere bisher noch nicht beschrieben worden ist. Sie bietet dadurch Interesse, dass sie eine Brücke bildet zwischen den schon bekannten Kathodenstrahlen und dem sogenannten positiven Licht.

Wenn gewöhnliche Kathodenstrahlen auf einen ursprünglich neutralen Körper fallen, so findet ausser der diffusen Reflexion auch eine Neuemission von Kathodenstrahlen statt, wie ich bereits vor längerer Zeit erwähnte[3]), indem ich zugleich die Formen beschrieb, welche die secundär ausgesandten Strahlen zeigen, wenn die bestrahlte Fläche sich innerhalb des CROOKES'schen Raumes der primären Kathode befindet. Für den Fall, dass diese Fläche sich ausserhalb des erwähnten Raumes befindet, stellten E. WIEDEMANN und H. EBERT[4]) das Gesetz auf, dass ein enges Bündel Kathodenstrahlen an einer ebenen Platte in der Treffstelle ein neues enges Bündel hervorruft, welches bei beliebiger Incidenz des primären Bündels auf der Platte senkrecht steht. Die nähere Beobachtung zeigt allerdings, dass letztere Formulirung nur in erster An-

1) L. AUSTIN u. H. STARKE, Verhandl. d. Deutschen Physik. Gesellsch. **4**. p. 106. 1902.

2) E. GOLDSTEIN, Verhandl. d. Deutschen Physik. Gesellsch. **3**. p. 198. 1901.

3) E. GOLDSTEIN, Anzeig. d. Wien. Akad. 1884. p. 32.

4) E. WIEDEMANN u. H. EBERT, Sitzungsber. d. phys.-med. Societät zu Erlangen v. 12. Dec. 1891.

näherung genau ist. Im allgemeinen bildet das neue Bündel einen schmalen Doppelkegel, dessen Strahlen von der Antikathode aus zunächst convergiren, während nur seine Axe auf der Platte senkrecht steht. — Kürzlich habe ich eine einfache Anordnung angegeben, bei der sich die secundären Bündel besonders gut erzeugen und untersuchen lassen.[1]) Für manche Versuche empfiehlt es sich, zu vermehrter Reinheit der primären Bündel an dem Kathodencylinder der damals beschriebenen Röhre noch eine zweite Einschnürung anzubringen, sodass die Versuchsröhre dann die Form der Fig. 1 gewinnt. Wie in der vorigen Mitteilung bezeichne ich die erregenden primären Bündel mit α, die secundären mit β. Die β-Bündel treten auch auf bei senkrechter Incidenz von α. Sie fallen dann mit der Bahn von α selbst zusammen, wie schon Wiedemann und Ebert l. c. bemerkten. Man kann jedoch ihre gesonderte Existenz durch die Einwirkung eines ganz schwachen Magneten nachweisen, der die beiden Bahnen trennt, indem er sie in entgegengesetztem Sinne krümmt. Dabei wird β sehr viel stärker deformirt als α. Man kann die Trennung auch dadurch bewirken, dass man dem Doppelbündel einen schwach negativ geladenen Draht (im Vacuum) nähert. Dann wird β in grossem Winkel deflectirt, während α eine kaum merkliche Ablenkung erleidet.

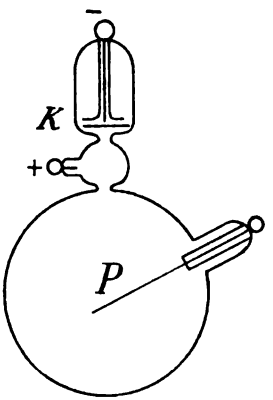


Fig. 1.

Durch diese starke Ablenkbarkeit charakterisiren die β-Strahlen sich als Strahlen, die einem sehr geringen Entladungspotential entsprechen. Leitet man der Platte P einen schwachen Zweigstrom von der Kathode zu, so gehen ausser dem durch besondere Helligkeit sich abhebenden β-Bündel noch gewöhnliche Kathodenstrahlen von der ganzen Fläche von P an beiden Seiten der Platte aus. Diese Kathodenstrahlen entsprechen in Ablenkbarkeit und allen sonstigen Eigen-

1) E. Goldstein, Verhandl. d. Deutschen Physik. Gesellsch. 3. p. 198. 1901.

schaften dem viel höheren Potential gewöhnlicher Kathoden. Es ist also nur an derjenigen Stelle von P, die von α geschnitten wird, das Entladungspotential herabgesetzt. — Aus der Annahme, dass an der Schnittstelle von α ein erheblich geringeres Entladungspotential besteht, als an der übrigen Fläche von P, lassen sich nun alle beobachteten Eigenschaften der β-Bündel erklären, wie an anderer Stelle näher gezeigt werden soll. Hier genüge die Bemerkung, dass Richtung und Form der β-Bündel bedingt sind durch die Deflexion, welche diese Strahlen geringen Potentials durch die umgebenden auf stärkerem Potential befindlichen Plattenteile erleiden. Ohne diese Deflexion würden von der als secundäre Kathode wirkenden Schnittstelle divergente Strahlen emittirt werden.

Unter verschiedenen Versuchsbedingungen variirt die Deutlichkeit und die Helligkeit des β-Bündels. Sein Hervortreten wird begünstigt durch zunehmende Verdünnung des Gases, sowie bei constanter Gasdichte durch Verstärkung des Entladungspotentials an der Kathode K. Die β-Strahlen werden ferner verstärkt durch Ableitung der bestrahlten Platte zur Erde[1]), in noch höherem Maasse dadurch, dass man einen Zweigstrom von der Kathode, etwa durch einen feuchten Faden, zu P leitet.[2])

Je kleiner der Incidenzwinkel von α ist, desto heller sind die β-Strahlen. Doch scheint der Incidenzwinkel an sich dabei keine Rolle zu spielen, sondern sein scheinbarer Einfluss hängt wohl damit zusammen, dass je kleiner der Einfallswinkel, desto kleiner auch die Schnittfläche von α mit P ist, desto

---

1) Der Angabe der Herren Austin u. Starke (Verhandl. d. Deutschen Physik. Gesellsch. 4. p. 114. 1902), dass das secundäre Bündel an der Antikathode nur auftritt, wenn diese isolirt ist, dass es also bei Ableitung verschwindet, liegt wohl eine Anordnung zu Grunde, bei welcher die Antikathode und gleichzeitig die Anode mit der Erde verbunden war, während in meinen Versuchen diese Verbindung nur für die Antikathode hergestellt ist.

2) Die β-Bündel bleiben auch dann noch bestehen, wenn der Strom auf Kathode und Antikathode gleichmässig verteilt wird. Dies ist von Wichtigkeit für die Erklärung von Erscheinungen, welche auftreten bei einander benachbarten Kathoden, sowie bei Einzelkathoden, deren Teile einander bestrahlen können.

grösser also in der Schnittfläche die Dichte der durch α übertragenen Ladung oder Energie. Dementsprechend wird β auch um so heller, je mehr man bei constantem Einfallswinkel das Bündel α durch anodische Condensation[1]) verengert. —

Bei relativ starken Gasdichten sind die β-Strahlen noch nicht erkennbar, auch wenn α bereits die Antikathode erreicht. Geht man nun von solchen Gasdichten — bei einer im übrigen für die Erzeugung der β-Strahlen geeigneten Anordnung mit isolirter Antikathode — abwärts, so bildet sich um die Treffstelle von α, ohne dass β-Strahlen erkennbar werden, ein etwa halbkugeliges, helles Büschel diffusen Lichtes aus, das mit abnehmender Gasdichte sich immer weiter ausdehnt. Seine Farbe ist in Luft oder Stickstoff rot. Bei kleineren Dimensionen ist es am hellsten in der unmittelbaren Nähe der Treffstelle, bei grösserer Dickenausdehnung zeigt es sich auch heller nahe um die an der Treffstelle errichtete Normale der Platte, als in grösserem Abstande davon. Das rote Licht dehnt sich allmählich wie in den Raum oberhalb der Antikathode auch entlang ihrer ganzen Fläche aus, doch liegt es der letzteren nicht unmittelbar an, sondern ist von ihr durch einen anfangs äusserst schmalen, kaum erkennbaren, lichtschwachen, bläulichen Zwischenraum getrennt, der am schmalsten an der Treffstelle ist und sich bei fortschreitender Evacuation allmählich erweitert. Es handelt sich um einen schmalen Crookes'schen Raum. Schreitet die Evacuation fort, so hebt sich erst undeutlich, dann immer heller inmitten des allseitig ausgedehnten roten Lichtes das enge blaue β-Bündel ab. Das successiv stärkere Hervortreten von β ist einerseits bedingt durch eine Helligkeitszunahme von β selbst, andererseits dadurch, dass von einer gewissen Gasdichte ab die Strahlen des diffusen roten Lichtes, obwohl immer länger, doch wieder lichtschwächer werden, bis sie schliesslich ohne besondere darauf gerichtete Aufmerksamkeit sich der Wahrnehmung entziehen, der nur das blaue β-Bündel dann sich noch aufdrängt.

Es ist bekannt, dass ein enges Bündel gewöhnlicher Kathodenstrahlen sich mit einer dicken, weit ausgedehnten Hülle von blauem Lichte umkleidet, das aus Strahlen besteht, die durch

1) E. Goldstein, Verhandl. d. Deutschen Physik. Gesellsch. 3. p. 192. 1901.

Diffusion des ursprünglichen engen Bündels an den Gasteilchen erzeugt werden.[1]) Analog nun sehe ich das diffuse rote Licht, welches in der beschriebenen Weise die blauen β-Strahlen umgiebt, und sie anfangs völlig verhüllt, an als Strahlen, welche durch Diffusion der β-Strahlen an den Gasteilchen entstehen. Auch bei den gewöhnlichen Kathodenstrahlen ist die Diffusion anfangs so stark, dass die engen Bündel selbst nicht erkennbar sind; erst bei abnehmender Gasdichte, wenn die Diffusion aus verschiedenen Ursachen geringer wird, hebt das enge Bündel sich aus dem diffusen Lichte mehr und mehr heraus. Die von den β-Strahlen erzeugten diffusen roten Strahlen mögen der Kürze halber hier γ-Strahlen heissen.

Damit sind zum ersten Male in Luft bez. Stickstoff rote Kathodenstrahlen neben den bisher allein bekannten blauen nachgewiesen, und zwar ist das Rot identisch mit der Farbe derjenigen Teile des positiven Lichtes, die in Röhren, welche mit Verengungen versehen sind, sich von den Verengungen nach der Anodenseite hin in Büscheln ausbreiten. Diese Teile des positiven Lichtes, für die ich 1876 die Bezeichnung secundäres negatives Licht vorschlug[2]), gehen, wie ich schon damals zeigte, durch continuirliche Zwischenstufen über in die bekannten Schichten des positiven Lichtes. Auch die Steifigkeit der β- und γ-Strahlen nähert sich bereits der sehr geringen Steifigkeit der Strahlen des secundären negativen Lichtes.

Durch die γ-Strahlen ist der letzte noch übrig gebliebene Hiatus zwischen dem Kathodenlicht und dem geschichteten positiven Licht überbrückt. 1876 hatte ich l. c. bereits gezeigt, dass der bis dahin allseitig angenommene, von Hittorf[3]) 1869 als Schlussresultat seiner Untersuchungen über die Kathodenstrahlen gefolgerte qualitative Gegensatz zwischen dem Kathodenlicht und dem positiven Licht nicht besteht, dass vielmehr jede Schicht des positiven Lichtes aus Strahlen besteht, die gleichartig sind mit den Strahlen des Kathodenlichtes und von den letzteren sich lediglich durch die stärkere Ablenkbarkeit und

1) E. Goldstein, Wied. Ann. 67. p. 84. 1899.

2) E. Goldstein, Monatsber. d. k. Akad. d. Wissensch. zu Berlin 1876. p. 279.

3) W. Hittorf, Pogg. Ann. 136. p. 222. 1869.

in der Farbe unterscheiden. Durch die Auffindung von Kathodenstrahlen, die in der Farbe völlig und in der Ablenkbarkeit nahezu mit positivem Licht übereinstimmen, ist auch dieser Unterschied jetzt beseitigt.

Auch in Wasserstoff stimmt die Farbe der γ-Büschel überein mit der Farbe des positiven Lichtes; ebenso ist bei Gemischen von Luft mit kohlehaltigen Gasen, bei denen je nach dem Mischungsverhältnis das positive Licht alle Uebergänge von Goldgelb bis Grauweiss zeigt, stets diese Uebereinstimmung vorhanden. —

Wie bei constantem Einfallswinkel und variirender Gasdichte findet auch bei constanter Gasdichte und variirender Incidenz ein continuirlicher Uebergang statt von dem Auftreten reiner, diffuser γ-Strahlen bis zur Erscheinung relativ reiner, enger β-Bündel. Man wird diesen Uebergang wohl so zu erklären haben, dass in allen Fällen beim Auftreffen von α-Strahlen zunächst β-Strahlen erzeugt werden, dass aber das Potential der β-Strahlen nicht immer dasselbe ist, sondern um so geringer, je höher cet. par. die Gasdichte und je schräger die Incidenz ist. Diejenigen β-Strahlen, die das kleinste Potential haben und daher sehr stark diffundirbar sind, lösen sich dann sogleich in helle γ-Strahlen auf, ohne mit ihrer eigenen Lichtfarbe erkennbar zu werden. Unter je höherem Potential sie entstehen, desto geringer wird ihre Diffusion, bis schliesslich die engen Bündel fast allein sichtbar bleiben.

Dieser Auffassung entspricht es, dass man bei der nämlichen Gasdichte am Inductorium bei geringer Stärke des primären Stromes reines γ-Licht, bei Verstärkung des primären Stromes matteres γ-Licht und ein helles β-Bündel erzielt, ebenso, wenn man bei constantem Primärstrom eine Funkenstrecke in den inducirten Strom einschaltet. Bei der Influenzmaschine kann man von γ zu β einfach durch Vergrösserung der Umdrehungsgeschwindigkeit übergehen.

Die γ-Strahlen erzeugen, wie bei ihrer starken Absorbirbarkeit zu erwarten, kein merkliches Phosphorescenzlicht an der Glaswand. Sie verhalten sich hierin also sehr verschieden von den Strahlen, die durch Reflexion der α-Strahlen (d. h. durch Diffusion der letzteren an einer festen Oberfläche) erzeugt werden. —

An verschiedenen Metallen werden unter sonst gleichen Umständen die β- und die γ-Strahlen verschieden leicht erzeugt. Stellt man wie in Fig. 2 zwei sonst gleiche Scheiben A und G aus Aluminium und aus Gold symmetrisch zu α auf, das zunächst zwischen ihnen hindurchgeht und wirft dann durch den Magneten α abwechselnd auf A und auf G, so zeigt sich, dass bei Dichten, in denen α auf Gold erst γ-Strahlen erzeugt, an Aluminium bereits deutliche β-Bündel sich zeigen. Auch

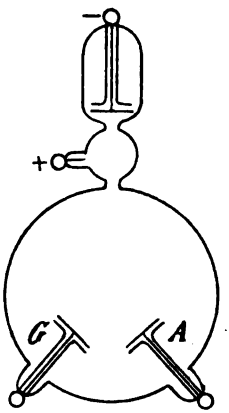


Fig. 2.

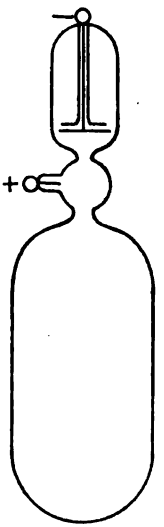


Fig. 3.

an Platin sind die β-Strahlen weniger leicht hervorzurufen als an Aluminium.

Dass auch an Isolatoren, z. B. an Glimmer, durch auftreffende Kathodenstrahlen senkrechte neue Strahlen erzeugt werden, haben bereits Wiedemann und Ebert l. c. erwähnt. Auch die roten γ-Strahlen kann man an Isolatorflächen bei schräger Incidenz hervorrufen. Am einfachsten werden die secundären Strahlungen in diesem Falle erzeugt, indem man das mittels eines Magneten umgebogene Bündel α an der cylindrischen Wandung einer Röhre wie Fig. 3 unter verschiedenen Incidenzen entlang führt. Die an Isolatoren durch α erzeugten blauen secundären Strahlen entsprechen im allgemeinen einem höheren

Potential als die an Metallflächen hervorgerufenen β-Bündel. — Wie die β-Bündel, lassen die γ-Strahlen sich auch bei senkrechter Incidenz von α erzeugen. Sie treten dann bei denjenigen Gasdichten auf, die etwas oberhalb der für die Entwickelung heller β-Strahlen geeigneten Dichten liegen. Sie bilden dabei eine um α symmetrisch gelagerte sphäroidische Lichtmasse. Durch Ableitung der Antikathode zur Erde werden die γ-Strahlen nicht zerstört, sondern bei relativ starker Gasdichte in ihrer Helligkeit und Ausdehnung verstärkt, bei geringen Dichten in dem Maasse matter gemacht, als gleichzeitig durch die Ableitung β heller wird. — Bei kräftigem, sehr engem α-Bündel können die γ-Strahlen an der Antikathode auch dann auftreten, wenn sie zur Anode gemacht wird.

Erwiderung auf die kritischen Bemerkungen des Hrn. J. Stark bezüglich der Arbeit: Austin-Starke, Ueber Kathodenstrahlreflexion; von H. Starke.

(Vorgelegt in der Sitzung vom 9. Mai 1902.)

(Vgl. oben S. 189.)

Hr. Austin und ich haben unlängst[1]) Versuche über die Abhängigkeit des elektrischen Stromes, welchen Kathodenstrahlen in der Erdleitung einer von ihnen getroffenen, sie teilweise reflectirenden Metallfläche erzeugen, vom Incidenzwinkel mitgeteilt. Wir zeigten, dass dieser, kurz als Reflectorstrom bezeichnete Strom bei sehr schiefem Einfall der Kathodenstrahlen positive Werte haben kann. Es ist dies ein Zeichen, dass ausser der gewöhnlichen Absorption und Reflexion noch anderweitige Vorgänge sich am Reflector abspielen. Wir erörterten die Umstände, welche Veranlassung zum positiven Strom geben könnten, und zwar ihrer drei. Erstens, es könnten + Elektricität mit sich führende Strahlen, beispielsweise Canalstrahlen, auf den Reflector treffen, welche bei schiefer Incidenz vorwiegend zur Geltung kämen; zweitens könnte eine zwischen Reflector und Auffänger, die in der Regel aus verschiedenen Metallen bestehen und sich in leitendem Gas befinden, bestehende Volta'sche Spannungsdifferenz den + Strom erzeugen. Die Verfasser glaubten und glauben noch, wie ich im Folgenden zeigen will, die Erklärungen 1. und 2. ausgeschlossen zu haben, sodass nur eine weitere Erklärung noch möglich bleibt. Da wir keine andere wissen, so nahmen wir

1) L. Austin u. H. Starke, Verhandl. d. Deutschen Physik. Gesellsch. 4. p. 106. 1902.

als Erklärung des + Stromes an, dass über den Vorgang der Reflexion sich eine Emission negativ geladener Teilchen bez. Strahlen lagert.

Hr. J. Stark hat im vorigen Heft der Verhandlungen eine Mitteilung veröffentlicht, in welcher er an den Schlüssen, welche wir aus unseren Experimenten gezogen haben, eine eingehende Kritik ausübt und uns in mehreren Punkten unrichtige bez. nicht logische Folgerungen nachzuweisen glaubt. Zweck der folgenden Ausarbeitung, welche ich, da Hr. Austin augenblicklich im Auslande weilt, allein unternommen habe, ist es, teils die Unrichtigkeit, teils die Unwahrscheinlichkeit der Einwendungen des Hrn. Stark zu zeigen.

I. Beweisführung für Kleinheit des Voltastromes.

Bezüglich des Einflusses des Voltaeffectes behauptet Hr. Stark, wir hätten dessen Einflusslosigkeit nicht bewiesen, im Gegenteil zeigten gewisse Zahlen (vgl. p. 172), dass sein Einfluss gross sei.

Es handelt sich hier um zwei zu trennende Fragen, wie Hr. Stark schon hervorhebt:

1. Reicht der Voltaeffect zur Erklärung des + Stromes aus? Diese Frage ist, wie uns auch von Hrn. Stark zugegeben wird (p. 177 unten), mit einem bestimmten Nein zu beantworten.

2. Hat der Voltaeffect eine solche Grösse, dass er die von uns erhaltenen Zahlen störend beeinflussen kann? Hr. Stark sagt ja, wir nein, und er wirft uns vor, wir hätten unser Nein bezüglich dieser Frage nicht bewiesen. Ich gehe auf die einzelnen seiner Argumente ein:

Zunächst erklärt Hr. Stark es für den „einfachsten Weg", diesen Streitpunkt zu erledigen, indem man die Volta'sche Spannungsdifferenz misst und sie durch Gegenschaltung einer gleichen Spannung compensirt. Dies wäre ja sehr schön, wenn uns Hr. Stark nur angeben möchte, wie man so etwas machen muss. Mir ist keine Methode dafür bekannt. Die Methode des Hrn. Arrhenius, einfach zwei Sonden in das bestrahlte Gas einzusetzen, hat nicht die geringste Beweiskraft für das Vorhandensein einer Volta'schen Spannungsdifferenz. Wenn

man die beiden aus verschiedenem Metall bestehenden Sonden mit den Quadrantenpaaren eines Elektrometers verbindet, so muss dieses eine Spannungsdifferenz anzeigen, weil sich verschiedene bestrahlte Metalle verschieden hoch aufladen infolge ihres verschiedenen Reflexionsvermögens. Die in unserer Arbeit angegebenen Tabellen für Zink und Platin zeigen dies. Ein Draht, auf welchen die Strahlen unter allerhand Incidenzwinkeln auffallen, ladet sich nicht so hoch auf, wie eine Platte bei normaler Incidenz. Wenn man ferner die beiden Sonden durch ein Galvanometer miteinander verbindet, so muss dieses einen Strom anzeigen. Dieser Strom erklärt sich aber schon aus der verschiedenen Absorption und ist nicht für einen Voltaeffect beweisend.

Dass wir demgemäss die directe Beweisführung für Kleinheit des Voltaeffectes nicht versuchten, ist erklärlich.

Unsere indirecten Beweise für das Fehlen des Voltaeffectes oder wenigstens dafür, dass ein solcher nicht in Betracht kommt, führe ich noch einmal kurz an, um Hrn. Stark entgegnen zu können:

a) Wir haben gefunden, dass die Grösse des positiven Effectes mit der Dichte Hand in Hand geht, für etwa gleich schwere Metalle auch die gleiche ist. Dies gilt, gleichviel, ob das betreffende Metall am einen oder am anderen Ende der Spannungsreihe sich befindet. Das mit Eisen oder Kupfer etwa gleich schwere Zink zeigt ganz den erwarteten positiven Effect, obgleich die Voltaspannung einen negativen Strom in das Galvanometer schicken, also den positiven Effect verkleinern müsste. Ebenso zeigt Messing ganz den gemäss seiner Dichte zu erwartenden + Effect, trotzdem keine Voltadifferenz bestehen sollte. Daraus ist zwar nicht zu schliessen, dass der Voltaeffect fehlt, aber doch, dass er nur sehr klein sein, und dass nicht, wie Hr. Stark meint, „sein Anteil ein ganz bedeutender sein kann".

b) Noch mehr wie der eben angegebene beweist, wie wir sagten, ein weiterer Grund, nämlich der, dass der + Effect cet. par. vom Gasdruck vollkommen unabhängig ist. Wir setzten bei der Angabe dieses Beweisgrundes stillschweigend als selbstverständlich voraus, dass der Voltastrom, der als Leitungsstrom an die Existenz des Gases gebunden ist, vom Gasdruck ab-

hängig sein muss, d. h. dass das Leitungsvermögen des durchstrahlten Gases mit steigendem Druck zunimmt. Dies erklärt Hr. Stark für falsch und zwar aus folgender Ueberlegung heraus. Die Leitfähigkeit, die das Gas infolge der durch die Bestrahlung erzeugten Ionen erhält, ist gegeben als $\lambda = n\,\varepsilon(v_+ + v_-)$. Bei höherem Druck ist zwar n, die Anzahl der Ionen, grösser, aber die Summe ihrer Geschwindigkeiten $(v_+ + v_-)$ muss kleiner sein, es kann daher wohl möglich sein, dass ein solches λ und damit auch ein Strom infolge einer vorhandenen Voltadifferenz wohl vorhanden, aber nicht mit dem Gasdruck veränderlich ist. In Stark'scher Ausdrucksweise wäre demnach aus $\partial J_s/\partial p = 0$ noch nicht zu folgern $J_s = 0$.

Die Streitfrage wegen Kleinheit des Voltaeffectes wird demnach zu unseren Gunsten entschieden sein, wenn wir beweisen können, dass die Leitfähigkeit des Gases sich mit dem Druck ändert. Durch unsere experimentelle Erfahrung auf diesem Gebiet erschien uns dies so selbstverständlich, dass wir diesen Beweis nicht angaben. Es mag dies wohl ein Fehler gewesen sein, und der Beweis für Kleinheit des Voltaeffectes dadurch eine Lücke haben. Ich beeile mich, dieselbe auszufüllen. Die Leitfähigkeit des durchstrahlten Gases ändert sich in der That stark mit dem Gasdruck, sie nimmt mit ihm in bedeutendem Maasse ab. Dies zeigt sich erstens daran, dass mit steigender Verdünnung der Einfluss einer künstlich an den Reflector angelegten Spannung immer mehr abnimmt, ein Umstand, den wir nicht erwähnt hatten. Wir beobachteten gelegentlich eine solche Abnahme bis auf den zehnten Teil ihres Wertes, wenn der Druck so verringert wurde, dass das Entladungspotential von 6000 auf 14000 Volt stieg.

Man sieht ferner diese Abnahme der Leitfähigkeit des Gases, auf welche übrigens auch J. J. Thomson[1]) bereits aufmerksam macht, an Zahlen, welche ich in meiner ersten Arbeit über Kathodenstrahlreflexion p. 54 über die Aufladung eines Metallbleches durch Kathodenbestrahlung bei verschiedenen Drucken angegeben habe. Die Zahlen zeigen, wie diese Aufladung stetig mit steigender Verdünnung wächst, weil, wie ich dort direct angebe, die Leitung im Gas abnimmt. Der Fall,

1) J. J. Thomson, Phil. Mag. (5) 44. p. 293. 1897.

dass die mit steigendem Druck eintretende Vergrösserung der Ionenzahl gerade durch die verminderte Beweglichkeit derselben compensirt wird, der, wenn auch sehr merkwürdig und unwahrscheinlich, so doch immerhin nicht ganz ausgeschlossen wäre, tritt also nicht ein.

Damit fällt der Einwand des Hrn. STARK gegen die Beweiskraft unserer Behauptung:

Der Voltaeffect ist von vernachlässigbarer Grösse und kann keine Fälschung der Zahlen, welche für die Kathodenstrahlreflexion von uns gegeben sind, bewirken.

Wir halten daher diese Behauptung durchaus aufrecht.

Aber nicht nur mit dem Druck ändert sich die Leitfähigkeit im durchstrahlten Gase, sondern auch mit der Natur des bestrahlten Metalles. Mit der Grösse seines Reflexionsvermögens nimmt nämlich auch die Leitfähigkeit des den Reflector umgebenden Gases zu. Dies ist natürlich, weil ja bei stärker reflectirendem Metall das Gas von stärkerer Strahlung durchsetzt, also mehr ionisirt wird. Diesen Umstand haben wir auf p. 110 der von Hrn. STARK angegriffenen Mitteilung erwähnt, ebenso wie den, dass auch bei ein und demselben Metall das Gas in um so höherem Grade leitend wird, je schiefer die Kathodenstrahlen auftreffen. Auch dies erklärt sich aus dem Umstand, dass das Gas um so stärker durchstrahlt ist, je grösser die Neigung des auf die Metallfläche treffenden Strahlenbündels gegen diese ist.

Diese experimentelle Beobachtung widerlegt eine von Hrn. STARK in seiner Erwiderung p. 171 ausgesprochene Behauptung, dass bei einem gegebenen Gasdruck der Voltastrom J_v als unabhängig vom Einfallswinkel betrachtet werden kann. Hier möchte ich meinerseits Hrn. STARK einen Fehler nachweisen. Hr. STARK unterscheidet an der erwähnten Stelle nicht zwischen der Voltaspannung und dem durch dieselbe bewirkten Strom. Erstere mag unabhängig sein, letzterer wäre es auf keinen Fall, es besteht daher nicht die Beziehung $dJ_v/d\alpha = 0$. Es hat dies übrigens auf unsere eigentlichen Streitfragen gar keinen Einfluss und sei nur nebenbei bemerkt.

Ich glaube hiermit gezeigt zu haben, dass unsere Beobachtungen den Beweis für Fehlen des Voltastromes erbracht haben, oder wenigstens dafür, dass er in Messungen beschriebener Art keinerlei störenden Einfluss hat. Da unsere Beobachtungen aber zeigen, dass Spannungen von der Grössenordnung von 2 Volt bereits Einfluss auf den Reflectorstrom besitzen, so ist dies ein Zeichen dafür, dass eventuell vorhandene Volta'sche Spannungsdifferenzen gegen 2 Volt nicht in Betracht kommen. Ich gehe daher noch einen Schritt weiter und bestreite überhaupt das Vorhandensein einer solchen Voltadifferenz in einem hier merklichen Betrage.

II. Beweisführung für das Vorhandensein einer secundären Emission.

Nun zu den weiteren Angriffen des Hrn. Stark. Wir schlossen: Existirt keine positive Strahlung, welche den Reflector trifft, existirt ferner kein Voltaeffect, so bleibt nur der Erklärungsweisen für den + Strom dritte: eine Emission. Hr. Stark sagt, das sei nicht logisch. Es sei da auch noch eine andere Wirkung möglich, welche wenigstens teilweise den positiven Strom entstehen lassen könne, und als solche Wirkung giebt er an ein Entstehen einer Potentialdifferenz infolge eines Gefälles der Ionenconcentration im Gase. Nun, es mag schon sein; andere finden vielleicht noch andere Effecte; wir hätten wohl nicht sagen müssen: Resultat ist, die Abgabe negativer Elektricität vom Reflector ist Folge einer secundären Emission, sondern hätten hinzufügen müssen: „vielleicht" oder „wahrscheinlich".

Ich möchte letzteres Wort dafür wählen; denn die Erklärung durch eine Ionendiffusion will mir aus denselben Gründen nicht recht glaublich scheinen, die auch die Abwesenheit des Voltaeffectes beweisen. Die elektromotorische Kraft des Ionenconcentrationsgefälles wie auch der von ihr erzeugte Strom würden vom Gasdruck abhängig sein müssen.

Wir werden also unser obiges Schlussresultat mit dem Zusatz „wahrscheinlich" beibehalten.

Wir sagten ferner: die Emission ist angeregt durch die auftreffenden primären Kathodenstrahlen, denen wir also eine

ähnliche Wirkung wie dem ultravioletten Licht zuschreiben. Wir haben uns vorläufig absichtlich einer Angabe unserer Vorstellung über die Art dieser Wirkung enthalten, ob durch den Stoss der Kathodenstrahlteilchen weitere Ionen losgetrümmert werden, oder ob nicht die Kathodenstrahlen primär wirken, sondern erst die entstehenden Röntgenstrahlen. Das sind ja Fragen, die man nicht ohne weiteres entscheiden kann, welche wir uns aber auch vorgelegt hatten. Hr. STARK glaubt sie aber erörtern zu sollen und erwähnt dabei noch eine dritte Entstehungsart des Verlustes negativer Elektricität durch eine Erscheinung, die uns unbekannt ist, nämlich durch ultraviolettes Licht, welches an der Auftreffstelle der Kathodenstrahlen auf dem Metall erzeugt werden soll. Ich kenne diese Erscheinung nicht, und glaube auch nicht an ihre Existenz. Auch sichtbares Licht wird nie von einer solchen Auftreffstelle geliefert, wenn der Reflector nicht etwa glüht oder seine Oberfläche durch phosphorescirende Substanzen, wie Fett, verunreinigt ist.

Ferner bemängelt (p. 179) Hr. STARK „die Art, in welcher wir die hypothetische secundäre Emission mit Eigenschaften ausstatten".

Wir hatten gefunden: Bei senkrechter Incidenz kann sein, welcher Druck, welches Entladungspotential es will, das Metall kann aufs Feinste polirt oder rauh sein, man erhält immer denselben Wert der Grösse, die wir als Reflexion bezeichnet haben, nämlich des Quotienten aus Reflectorstrom und gesamter Elektricitätsmenge, die pro Zeiteinheit auf den Reflector auftrifft (gemessen beispielsweise, indem man den Reflector schnell durch einen FARADAY'schen Cylinder ersetzt). Bei schiefer Incidenz ändert sich dieser Quotient stark mit Entladungspotential und mit der Güte der Politur. Was liegt näher als anzunehmen: Da sind zwei Effecte, einer (Reflexion) unabhängig von den genannten Factoren, der andere (Emission) davon abhängig; letzterer bei senkrechter Incidenz fortfallend. Ganz gewiss, wir geben Hrn. STARK zu, diese Annahme ist nicht zwingend. Er hat ganz recht, wenn er uns einwendet: Ja, bei senkrechter Incidenz ist die Reflexion unabhängig von Politur etc., und bei schiefer Incidenz sind sicherlich zwei oder mehr Effecte vorhanden. Daraus folgt aber noch nicht, dass diese weiteren Effecte allein bei schiefer Incidenz sich

mit der Politur etc. verändern; bei schiefer Incidenz kann ja auch die Reflexion sich anders verhalten, als bei senkrechter, indem sie zwar im letzteren Fall unabhängig, im ersteren aber mit den genannten Factoren (Politur, Entladungspotential) veränderlich sein könnte. Hr. Stark hat ganz recht, indem er hervorhebt, dass unser Schluss nicht der allein streng zu folgernde ist, sondern dass der eben genannte auch noch möglich ist. Ich möchte hiergegen aber bemerken, dass wir diesen letzteren Schluss von vornherein für physikalisch so unmöglich gehalten haben, dass wir ihn überhaupt nicht in Betracht zogen. Warum sollte denn ein Reflexionsvorgang, welcher bei senkrechter Incidenz vollständig unabhängig von der Beschaffenheit der Oberfläche ist, schon bei geringer Schiefe der Incidenz auf einmal sich so stark abhängig erweisen? Ich glaube, wir können nach dem bisherigen in aller Gewissensruhe den Satz aufrecht erhalten:

Es spielen sich zwei Vorgänge ab, die wir als Reflexion und Emission bezeichnen. Der eine Vorgang, vermutlich die Reflexion, ist unabhängig von der Geschwindigkeit der Kathodenstrahlen, d. h. dem Entladungspotential, und unabhängig von der Güte der Politur. Der andere Vorgang, die Emission, ist mit den genannten Dingen veränderlich.

Aus diesem Satz folgt dann mit Notwendigkeit der weitere:

Der veränderliche Vorgang verschwindet bei senkrechter Incidenz.

III. Beweisführung für die Abwesenheit des positiven Effectes bei senkrechter Incidenz.

Unsere Beweisführung für diesen Satz erklärt Hr. Stark im Abschnitt 8 seiner „kritischen Bemerkungen" für unzulänglich. Er hat dort unsere Beobachtungen in eine mathematische Form gebracht und behauptet, dass aus den von ihm aufgestellten Gleichungen bez. Ungleichungen unsere Folgerung auf Verschwinden des positiven Effectes bei senkrechter Incidenz nicht zu ersehen sei. Ich möchte ihm jetzt zeigen, dass dies doch ganz einfach ist.

Vorher bemerken will ich noch, dass Hr. STARK unsere mit I., II, etc. bezeichneten Angaben als lauter einzelne Beweise ansieht. Er spricht von Beweis I etc. Das ist nicht der Fall, wir bezeichnen diese Absätze als „die diese Behauptung bekräftigenden Beobachtungen". Diese sollen in ihrer Gesamtheit Beweiskraft haben, nicht jede für sich. Ich muss hier etwas genau auseinandersetzen, was wir gesagt haben, weil Hr. STARK in seiner Notiz sich sehr wortklauberisch zeigt. Darauf aufmerksam mache ich aber jetzt, dass bereits die Abschnitte III und V jeder für sich unseren Satz beweisen. Dies soll im Folgenden gezeigt werden.

Wir verstehen unter R', R'' die Quotienten $\frac{\text{Reflectorstrom}}{\text{Gesamtstrom}}$ für zwei Metalle, dann folgt, wie Hr. STARK angiebt, aus unseren Beobachtungen sub II folgendes:

$$\frac{\partial}{\partial c}\left(\frac{R'}{R''}\right) = 0 \quad \text{für} \quad \alpha = 0, \tag{1}$$

$$\frac{\partial}{\partial c}\left(\frac{R'}{R''}\right) \lesseqgtr 0 \quad \text{für} \quad \alpha > 0, \tag{2}$$

ferner folgt aus den Beobachtungen, die wir unter V. p. 122 unserer Arbeit mitteilen:

$$\frac{\partial R'}{\partial c} = \frac{\partial R''}{\partial c} = 0 \quad \text{für} \quad \alpha = 0. \tag{3}$$

Dagegen ist:

$$\frac{\partial R'}{\partial c} \gtreqless 0 \text{ und } \frac{\partial R''}{\partial c} \gtreqless 0 \quad \text{für} \quad \alpha > 0. \tag{4}$$

Wir brauchen nur Gleichung (3), um zu dem von uns gewünschten Ziel zu gelangen, die wir, da sie für alle Metalle gilt, schreiben können

$$\frac{\partial R}{\partial c} = 0 \quad \text{für} \quad \alpha = 0.$$

R setzt sich zusammen aus positivem Effect und Absorption, welche entgegengesetzt gerichtete Ströme liefern,

$$R \doteq P - J_a.$$

Es ist also:

$$\frac{\partial (P - J_a)}{\partial c} = 0 \quad \text{für} \quad \alpha = 0,$$

oder:

$$P - J_a = \text{const. bezüglich } c \text{ für } \alpha = 0,$$

das heisst nichts anderes als:

Wenn bei senkrechter Incidenz der eine der beiden Vorgänge sich mit der Geschwindigkeit c der Kathodenstrahlen ändert, so muss es der andere auch und zwar so, dass die Differenz der beiden Effecte eine constante Grösse hat.

Das ist die strenge mathematische Consequenz, die aber erst in einem Specialfall physikalische Bedeutung hat. Dieser ist durch $P = \text{const.}$ und $J_a = \text{const.}$ gegeben. Dies hat die Bedeutung: Wir haben zwei Effecte, welche bei senkrechter Incidenz beide unabhängig von der Geschwindigkeit sind. Bei schiefer Incidenz sind beide oder ist einer von ihnen mit derselben sich verändernd.

Dieses streng folgende Resultat unterscheidet sich von dem von uns angegebenen eigentlich nur formell. Wir haben eben nur den ganzen, bei senkrechter Incidenz unveränderlichen Effect, d. h. die Summe von $P = \text{const.}$ und $J_a = \text{const.}$, als einen angesprochen und mit Reflexion bezeichnet. Daraus folgt dann der andere Effect gleich Null.

Ich möchte Hrn. Stark daher sehr widersprechen, wenn er als allgemein hinstellt: „Aus dem Nullwert des Differentialquotienten darf man doch nicht auf die Constantenwerte der einzelnen additiven Teile einer Function schliessen.“ In der Physik darf man dies sehr wohl, wenn nämlich jeder andere Schluss zu physikalisch unmöglichen Dingen führt. Hr. Stark darf da gar nicht sagen „selbst zugegeben, dass $\partial J_a / \partial c = 0$ ist“; es ist da nichts zuzugeben, sondern es ist so. Jeder andere Fall ist physikalisch undenkbar.

Genau dasselbe gilt in noch verstärktem Maasse für das von Hrn. Stark bezüglich Punkt III auf p. 181 gesagte. In seiner dortigen Bezeichnungsweise folgt aus unseren Beobachtungen:

$$\frac{\partial R}{\partial \mu} = \frac{\partial (P - J_a)}{\partial \mu} = 0 \quad \text{für} \quad \alpha = 0.$$

Hieraus folgt $P - J_\alpha = \text{const.}$ bezüglich μ; d. h. wenn die Güte der Politur sich ändert, so ändern sich P und J_α so, dass ihre Differenz constant ist. Dies hat gar keinen physikalischen Sinn; man muss daher die beiden Grössen P und J_α für sich als constant ansehen, natürlich nur für $\alpha = 0$, d. h. senkrechte Incidenz. Dies ist das gleiche Resultat bezüglich μ, wie das aus IV. bezüglich c gefolgerte, d. h. es müssen sich auch bezüglich der Politur die beiden ihrer Natur nach ganz verschiedenen Vorgänge gleich verhalten, in der Weise, dass sie bei senkrechter Incidenz von ihr unabhängig, bei schiefer Incidenz mit ihr veränderlich sind. Dies ist unwahrscheinlich, und mir scheint unsere Folgerung, die als zweite noch einzig mögliche übrig bleibt, nämlich dass es zwei Effecte giebt, deren einer immer von der Politur unabhängig, deren anderer immer von ihr abhängig ist, die einzig annehmbare zu sein. Letzterer muss dann bei senkrechter Incidenz verschwinden.

Die von uns sub IV mitgeteilten Beobachtungen sind, soweit sie nicht sich auf das Verhalten des Reflectorstromes bezüglich des Entladungspotentiales beziehen, d. h. mit denen sub II identisch sind, für sich allein nicht beweisend für unseren Schluss auf Verschwinden des positiven Effectes bei senkrechter Incidenz. Sie können aber als wesentliche Stützen für ihn angesehen werden. Diese Beobachtungen zeigen, dass man nur bei senkrechter Incidenz für das aus dem Verhältnis der Reflectorströme bestimmte Verhältnis der Reflexionsvermögen zweier Metalle den gleichen Wert erhält, als wenn man dasselbe aus den in einem FARADAY'schen Cylinder aufgefangenen reflectirten Mengen ermittelt. Dieser Wert ist als vom Entladungspotential vollständig unabhängig gefunden im Bereich 3000—30000 Volt. Sobald schiefe Incidenz stattfindet, sind die nach beiden Methoden erhaltenen Werte total verschieden und beide Werte, besonders aber der aus den Reflectorströmen erhaltene, sehr stark mit dem Entladungspotential veränderlich. Diese Beobachtungen führen zwar nicht zwingend auf ein Fehlen des positiven Effectes bei senkrechter Incidenz, finden aber hierdurch ihre einfachste Erklärung.

IV. Abhängigkeit des Reflexionsvermögens von der Geschwindigkeit der Kathodenstrahlen.

Zum Schluss sei auf den Punkt eingegangen, den Hr. Stark an die Spitze seiner Notiz stellt, nämlich auf die Frage nach der Abhängigkeit des Reflexionsvermögens bei senkrechter Incidenz vom Entladungspotential, d. h. von der Geschwindigkeit der Kathodenstrahlen. Hr. Stark hat aus gewissen Vorstellungen über die Natur des Reflexionsvorganges den Schluss gezogen, dass eine gewisse Abhängigkeit existiren müsse, in der Art, dass mit steigendem Entladungspotential die Reflexion erst zu- dann abnimmt bis zu einem gewissen constanten Grenzwert. Wenn Hr. Stark meint, wir hätten hiergegen etwas einzuwenden, so befindet er sich in einem Irrtum, den wir durch die Bemerkung auf p. 125 unserer gedruckten Mitteilung allerdings verschuldet haben können. Nicht gegen die Theorie wollten wir mit dieser Bemerkung Einspruch erheben, sondern nur gegen die Erörterungen, welche Hr. Stark an einige der Messungsreihen in der einen meiner früheren Arbeiten knüpft. Wir geben auch direct an, dass wir Unabhängigkeit vom Entladungspotential „innerhalb der Werte 3000—30000 Volt“ gefunden hätten; es lag uns also ganz fern „extrapoliren“ und deswegen auf eine Ungültigkeit der Stark'schen Theorie schliessen zu wollen, deren Resultat sich ja unter 3000 Volt noch bewahrheiten könnte. Unsere Bemerkung sollte sich nur gegen die Angabe des Hrn. Stark auf p. 163 im dritten Jahrgang der Physikalischen Zeitschrift richten, dass er bei genauerer Betrachtung meiner Zahlen aus denselben eine Abnahme des Reflexionsvermögens mit wachsender Elektrodenspannung gefunden hätte. Diese Abnahme führt er dort in einem sehr günstigen Maassstabe in Curven aus. Einen solchen vergrösserten Maassstab darf man aber nicht auf diese Beobachtungen anwenden. Die Abweichungen, welche Hr. Stark da graphisch aufträgt, sind als innerhalb der Fehlergrenzen liegend zu betrachten; die Punkte, welche auf einer Verticalen liegen, sind ausserdem ganz gleichberechtigt und es dürften Curven nicht aus den einzelnen Messungsreihen, sondern höchstens aus den aus denselben gezogenen Mittelwerten gezeichnet werden. Wenn ein geringfügiger Gang in

den Zahlen der einzelnen Tabellen noch zu erkennen ist, so liegt dies daran, dass der gleichen Sinn zeigende, viel grössere Gang in den Quotienten C_1/Q_0 und C_2/Q_0 noch nicht vollständig eliminirt ist. Unsere neuen Beobachtungen haben uns nun in einem über viermal so grossen Intervall schon von 3000 Volt an vollkommene Unabhängigkeit gezeigt. Deshalb glaubten wir die STARK'sche Auslegung meiner Zahlenwerte zurückweisen zu müssen.

Resultat:

Ich sehe mich nicht veranlasst, irgend eine der von Hrn. AUSTIN und mir aufgestellten Behauptungen zurückzuziehen.

Berlin, Physik. Inst. d. Univ.

Bemerkung zu dem „Nachruf für Johannes Pernet" von M. Thiesen; von Prof. W. Foerster (Berlin).

(Vorgelegt in der Sitzung vom 9. Mai 1902.)

(Vgl. oben S. 189.)

In dem von Hrn. Prof. Thiesen verfassten, in Nr. 7 des laufenden Jahrganges der Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft veröffentlichten Nachruf für Johannes Pernet ist des internationalen Maass- und Gewichtsinstitutes und des mit der Oberleitung dieses Institutes betrauten internationalen Comités in einer Weise Erwähnung geschehen, welche mich, als den gegenwärtigen Vorsitzenden dieses Comités, zwingt, zu einer kurzen Erwiderung das Wort zu erbitten.

Wir nehmen es nicht allzu schwer, dass Hr. Prof. Thiesen, in der starken Bewegung über den Tod seines nahen Freundes und in der schmerzlichen Erinnerung an viele Lebensnot desselben, den Austritt von Pernet aus dem internationalen Institute, das ihm recht viel zu verdanken hatte, allzu einseitig zu Ungunsten des leitenden Comités beurteilt. Es geht nur viel zu weit, wenn er dabei dem damaligen geschäftsführenden Secretär des Comités, ohne ihn zu nennen, vorwirft, er habe „das Comité, ohne seine decorative Spitze zu bilden, mit einer diplomatischen Kleinkunst geleitet, der man zwar die Achtung, aber nicht die Bewunderung versagen dürfe".

Gegen diese nicht im Tone subjectiver Empfindungen, sondern mit dem Anschein einer gewissen richterlichen Competenz ausgesprochene Achtungsversagung muss unsererseits Einspruch erhoben werden.

In seiner 26jährigen Thätigkeit als Secretär des internationalen Comités hat sich Prof. Adolf Hirsch (Neuchâtel) die Hochachtung und Freundschaft aller seiner Collegen und Mitarbeiter in einem Grade erworben, für welchen die Nekrologe in den Procès-Verbaux des Comités vom Jahre 1901 — seinem

Todesjahre — lebhaftes Zeugnis und objectiv geschichtliche Grundlagen geben.

Hr. Prof. THIESEN hat übrigens selber mit anerkennenswerter Wahrheitsliebe auf eine Eigentümlichkeit von PERNET hingewiesen, die mehr oder minder sehr vielen mit höchster Hingebung arbeitenden wissenschaftlichen Männern anhaftet, und die auch die einfachste und menschlichste Erklärung des Kernpunktes seiner Conflicte mit dem Comité enthält.

Er konnte, sagt THIESEN von PERNET, zur Verzweiflung anderer eine angefangene Sache jahrelang liegen lassen.

Und das, gegenüber von 21 Regierungen verantwortliche Comité durfte dies leider, auch bei grösster Pietät für den trefflichen Forscher, nicht mitmachen.

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.

Jahrg. 4. Nr. 10.

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft.

Sitzung vom 30. Mai 1902.

Vorsitzender: Hr. E. Warburg.

Der Vorsitzende macht der Gesellschaft Mitteilung von dem am 25. Mai 1902 erfolgten Tode ihres langjährigen Mitgliedes des Herrn

Gustav v. Hansemann,

zu dessen ehrendem Gedächtnis sich die Mitglieder von ihren Sitzen erheben.

Hr. **F. Neesen** macht eine

Mitteilung über Vorschläge einer vom Ausschuss des elektrotechnischen Vereins niedergesetzten Commission in Betreff einheitlicher Bezeichnungen.

Hr. **E. Goldstein** hält sodann einen von zahlreichen Demonstrationen begleiteten Vortrag

über die Canalstrahlen-Gruppe.

Ueber die Canalstrahlen-Gruppe;
von E. Goldstein.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 30. Mai 1902.)

(Vgl. oben S. 227.)

Von einer Canalstrahlen-Gruppe wird man sprechen dürfen, insofern, wie gezeigt werden soll, mehrere Strahlungsformen existiren, die eine Anzahl charakteristischer Eigenschaften unter sich und mit den eigentlichen Canalstrahlen gemeinsam haben, während sie in anderen Beziehungen sich wieder verschieden verhalten. Als eigentliche Canalstrahlen seien dabei diejenigen Strahlen bezeichnet, die bei einer lumensperrenden mit kleinen Löchern oder engen Schlitzen versehenen Kathode an der von der Anode abgekehrten Seite auftreten, und bei Löchern schmale Kegel, bei Schlitzen Lichtbänder von geringer Strahlendivergenz bilden. Wenn auch zu vermuten ist, dass es schliesslich gelingen werde, die sämtlichen Glieder dieser Strahlengruppe unter einen einheitlichen Gesichtspunkt zusammenzufassen und ihre Verschiedenheit auf eine nur quantitative Abstufung zurückzuführen, so scheint es mir im Interesse der ferneren Untersuchung doch zweckmässig, die Einzelglieder in der Beschreibung noch nicht zusammenzuwerfen, sondern neben den Aehnlichkeiten auch ihre Unterschiede im Auge zu behalten.

Die eigentlichen Canalstrahlen breiten sich nach dem Hervortreten aus den Kathodenöffnungen geradlinig aus, und zwar bei einer lumensperrenden Kathode nach der von der Anode abgekehrten Seite; sie sind durch geringe magnetische oder elektrostatische Kräfte nicht erkennbar abzulenken. Bei einer planparallelen, mehrfach durchlochten oder mehrfach ge-

schlitzten Platte bilden die einzelnen Bündel im allgemeinen ein unter sich und gegen die Axe der Platte convergirendes System. Ihre Farbe ist in Wasserstoff rosa, in Luft oder Stickstoff bläulich.[1]) An der Glaswand, überhaupt an natriumhaltigen Verbindungen erregen sie goldgelbes Licht, an lithiumhaltigen Substanzen rotes, an Magnesiumverbindungen grünes Licht. In allen drei Fällen tritt dabei das Linienspectrum des betreffenden Metalles auf.

Nahe verwandt mit den eigentlichen Canalstrahlen sind diejenigen Strahlen, welche an durchbrochenen wie an undurchbrochenen Kathoden erkennbar werden, wenn man die gewöhnlichen Kathodenstrahlen durch einen Magneten zur Seite biegt. Sie breiten sich nicht nach der Rückseite, sondern bei einer sperrenden Kathode nach der Anodenseite aus. Gegen den Magneten und elektrostatische Kräfte sind sie nicht empfindlicher als die eigentlichen Canalstrahlen. In Wasserstoff sind sie rosa, in Luft erscheinen sie goldgelb (vgl. hierzu p. 240). Sie erregen Natrium-, Lithium- und Magnesiumlicht. Wie die Canalstrahlen breiten sie sich geradlinig aus, bilden aber bei einer ebenen Platte ein mässig divergentes Bündel, und haben im allgemeinen nahe die Richtung der gewöhnlichen, von äusseren Kräften nicht beeinflussten Kathodenstrahlen, die von der nämlichen Fläche ausgehen. Ihre Richtung gegen die Kathode wie der Sinn ihrer Ausbreitung wird durch die Form und die Lage der Schattenräume bezeugt, die feste Körper in ihnen entwerfen.[2]) Sie mögen zur Abkürzung weiterhin K_1-Strahlen heissen.

Endlich zeigt auch die erste Schicht des Kathodenlichtes, deren Verhalten ich kürzlich näher charakterisirt habe[3]), Aehnlichkeiten und enge Beziehungen mit den Canalstrahlen dergestalt, dass die Annahme entstehen konnte, die Canal-

---

1) Der gewöhnliche Eindruck, dass die Canalstrahlen in Luft goldgelb sind, beruht auf der Wirkung einer weiter unten behandelten Strahlenform.

2) E. Goldstein, Verhandl. d. Deutschen Physik. Gesellsch. 3. p. 207. 1901.

3) E. Goldstein, l. c. 4. p. 64. 1902.

strahlen seien identisch mit der ersten Schicht und nichts weiter als durch die Oeffnungen der Kathode unverändert hindurchtretende Teile der ersten Schicht.

Demgegenüber hat sich ergeben[1]), dass die erste Schicht aus Strahlen besteht, die ausserordentlich sensibel sind gegen Einwirkungen, denen gegenüber die Canalstrahlen sehr unempfindlich sind. Eine völlige Identificirung beider erscheint hiernach ausgeschlossen. Die Strahlen der ersten Schicht mögen abgekürzt weiterhin S_1-Strahlen heissen.

Die S_1-Strahlen haben enge Beziehungen auch zu den K_1-Strahlen. Denn wenn die Helligkeit der S_1-Strahlen an verschiedenen Teilen einer Kathode verschieden ist — was man z. B. durch Annäherung eines Magneten herbeiführen kann —, so variirt im selben Sinne auch die Helligkeit der von den nämlichen Flächenteilen ausgehenden K_1-Strahlen.

Es entsteht nun die Frage, woher die Canalstrahlen wirklich stammen.

Dass die an der Rückseite der Kathode auftretenden Canalstrahlen an der Vorderseite entspringen, wird sehr wahrscheinlich gemacht durch die schon früher constatirte Thatsache[2]), dass die Richtung der einzelnen Bündel in hohem Maasse bedingt wird durch die Form der Vorderfläche der Kathode, aber unabhängig erscheint von dem Verlauf der Hinterfläche. Bleibt die letztere eine Ebene, so sind z. B. die Canalstrahlen convergent, wenn die Vorderfläche convex ist, und sie werden divergent, wenn die Vorderfläche concav wird.

Was nun die Entstehung der Canalstrahlen betrifft, so scheint mir, dass dabei die Rolle der Oeffnungen bisher nicht hinreichend gewürdigt worden ist.

Bei Anwendung nicht zu dicker geschlitzter Platten zur Erzeugung der Canalstrahlen sind nicht sowohl diese ganzen Platten als vielmehr die Wände der Oeffnungen, z. B. die einander gegenüberliegenden beiden Längswände eines Schlitzes,

---

1) E. Goldstein, l. c. 4. p. 64 ff. 1902.

2) E. Goldstein, Sitzungsber. d. k. Akad. d. Wissensch. zu Berlin 1886. p. 695; Wied. Ann. 64. p. 43. 1898.

die eigentlichen Kathoden, die nebst den Oeffnungsrändern bei der Entstehung der Canalstrahlen in Betracht kommen, und es ist unzutreffend, diese Oeffnungen allgemein nur als indifferente Durchlasscanäle zu betrachten.

Es scheint mir ferner, dass eine enge Beziehung besteht zwischen den Canalstrahlen und einer Strahlenform, die zunächst auch bei undurchbrochenen ebenen Kathoden auftritt, und zur Ebene der Kathode tangential gerichtete und mässig geneigte Strahlen bildet, welche vom Rande der Kathode her nach einwärts über die letztere streichen und über den Gegenrand hinaus sich in den freien Raum fortsetzen. Bei einer einfachen Kreisplatte geben diese Strahlen natürlich nur eine gleichmässige Erhellung rings um die Platte. Grenzt man die Fläche aber an einigen Stellen durch Sehnen ab (Fig. 1), so markiren sich die Strahlen, die von diesen Sehnen ausgehen, z. B. in Wasserstoff durch schmale rosa Strahlenbündel, die gegenüber den Sehnen vom Plattenwande radial in den Raum austreten.[1]) Diese Bündel sind verhältnismässig lichtschwach, und daher nicht bequem wahrnehmbar.

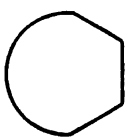


Fig. 1.

Ihre Helligkeit kann aber sehr verstärkt werden, wenn man zwei derartige congruente Kathodenplatten conaxial im Abstande von wenigen Millimetern einander gegenüberstellt.

Die Helligkeit ist dann nicht bloss verdoppelt, sondern stark vervielfacht. Die Gründe der Helligkeitsverstärkung sollen anderweit erörtert werden. Setzt man nun z. B. in einer Kugelröhre (von 8—11 cm Durchmesser) zwei congruente kleine Quadrate (Seite 8 mm) einander mit parallel gestellten Seiten gegenüber, so erblickt man um sie bei geeigneter Gasdichte (Wasserstoff) ein helles vierarmiges Kreuz (Fig. 2), dessen schön rosa leuchtende Schenkel an den Seitenmitten aus dem Zwischenraume der beiden Quadrate hervortreten.

Ist die Kathode ein reguläres Doppelfünfeck, so entsteht ein fünfstrahliger Stern, dessen fünf Arme aber nicht an den

1) E. Goldstein, Physik. Zeitschr. 1. p. 133. 1899.

Seitenmitten, sondern an den Winkelpunkten aus dem Zwischenraum der Platten heraustreten (Fig. 3).

Bei einem regulären Doppelsechseck erscheint ein sechsstrahliger Stern, dessen Strahlen wieder die Seitenmitten kreuzen.[1]) Allgemein zeigt sich bei geradzahligen regulären Doppelpolygonen eine Sternfigur, deren Arme die Verlängerungen der kleinen Radien der Polygone bilden, bei den ungeradzahligen eine Figur, deren Arme in die Richtung der verlängerten grossen Radien fallen.

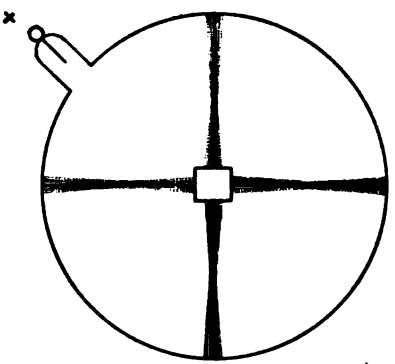


Fig. 2.

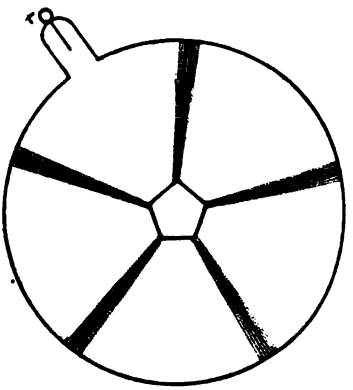


Fig. 3.

Man sieht ohne weiteres, dass diese Anordnung übereinstimmt mit einem Ursprung der Strahlen von den Gegenseiten her. — Haben die Polygone ungleiche Winkel, so können bei ungeradzahligen die Bündel auch an anderen Stellen als den Winkelpunkten, bei geradzahligen auch ausserhalb der Seitenmitten heraustreten, immer aber so, wie es nach dem Ursprunge von den Gegenseiten zu erwarten ist.

Die Strahlen dieser Sternfiguren haben alle Eigenschaften, die man an den eigentlichen Canalstrahlen beobachten kann.

---

1) Zur Ausführung der Versuche kann man entweder zwei Polygonplatten einander gegenüberstellen, deren jede ihren besonderen Zuleitungsdraht (an der Rückseite oder am Rande) hat, oder man braucht nur einen Zuleitungsdraht zu benutzen und kann die beiden Platten durch ein ganz dünnes Drahtstäbchen an einer passenden Stelle verbinden.

Besteht die Doppelkathode aus zwei congruenten Rechtecken, so entsteht eine Lichtfigur, wie sie für eine bestimmte Gasdichte in Fig. 4 dargestellt ist; es gehen aus dem Zwischenraum („Spalt") der Platten an den Langseiten zwei breite rosa Lichtbänder hervor, deren anfangs nahe parallele Grenzen bei abnehmender Gasdichte immer mehr convergiren. Von den Schmalseiten gehen zwei dünne, in der Figur nicht dargestellte, viel lichtschwächere Bündel aus. Die beiden breiten Bänder ändern ihr Aussehen nicht wesentlich, wenn man die beiden Schmalseiten durch ebene Wände miteinander verbindet, sodass die Kathode dann ein hohles Parallelepipedon bildet.

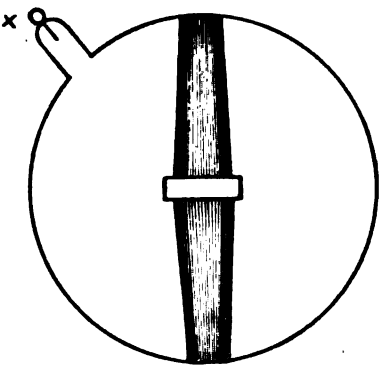


Fig. 4.

Liegt die Gesichtslinie parallel einer der Langseiten der Kathode, so erscheinen die Bündel als schwach divergente Bänder, die von der ganzen Breite des Spaltes der Platten ausgehen (Fig. 5). Ganz den nämlichen Anblick bieten die Sternarme der sämtlichen vorerwähnten Doppelpolygone, wenn die Gesichtslinie parallel der Polygonebene liegt. —

Fig. 5.

Die genauere Kenntnis der Bahn, welche die Strahlen in dem Zwischenraum der Platten zurücklegen, wird nun durch den Umstand ermöglicht, dass die Strahlen diese Bahn auf den Platten selbst fixiren. Hat man ein Doppelquadrat eine Zeit lang als Kathode bei geeigneter Dichte fungiren lassen, so zeigt sich auch nach der Unterbrechung der Entladungen an den einander zugekehrt gewesenen Flächen eine auf den ersten Blick complicirte Zeichnung, die aber, wie man bei näherem Zusehen erkennt, einfach aus der Superposition von vier

Streifen entsteht, von denen je einer von einer Quadratseite ausgeht (Fig. 6a).

Die Streifen haben nach aussen concave Begrenzung, stellen also ein System von Strahlen dar, das auf dem Wege nach der Gegenseite sich verschmälert. Der an der betreffenden Gegenseite austretende rosa Lichtarm des in Fig. 2 gezeichneten Kreuzes ist die unmittelbare Verlängerung des concaven Streifens. Während der Entladung selbst erkennt man unmittelbar, dass die rosa Streifen zwischen den Platten denselben Verlauf und dieselben Dimensionen haben, wie die nach der Entladung auf den Platten verbleibenden Spuren.

Auf den Platten eines Doppelrechteckes entsteht eine Zeichnung, die aus der Superposition von zwei Paar concav geschweiften Streifen hervorgeht, von denen das eine Paar in

Fig. 6a.

Fig. 6b.

Fig. 7.

Fig. 6b dargestellt ist. — Entsprechend sind die Zeichnungen bei anderen Umrissen der Kathode. Die Spurzeichnungen markiren sich teils durch Unterschiede des Reflexionsvermögens, welche mit Oxydationsfarben zusammenhängen, teils sind sie schwache Vertiefungen in der ursprünglich planen Kathodenfläche.

Aus der concaven Begrenzung der Spuren und der Strahlenbündel selbst ist wohl auf eine Anziehung zu schliessen, welche die von einer Seite ausgehenden Strahlen durch die beiden Nachbarseiten erfahren. Man würde sich vorstellen, dass die Strahlen z. B. bei dem Quadrat ursprünglich geradlinig convergent gerichtet sind, etwa wie die gestrichelten Linien in Fig. 7, und dass durch die von der Nachbarseite ausgeübte Anziehung die wirklich beobachtete (ausgezogene) Form der Grenze zu stande kommt. Die analoge Bemerkung gilt für Rechtecke etc.

Es kann nun gefragt werden, inwiefern alle diese Beobachtungen dazu dienen, die Bildung der eigentlichen Canalstrahlen

zu erklären. Aber man braucht nur zu berücksichtigen, dass ein gerader Schlitz in einer planparallelen Platte durch seine Wände nichts anderes darstellt als ein Doppelrechteck, bez. ein hohles Parallelepipedon, und dass eine mehrfach geschlitzte Platte ein System solcher Doppelrechtecke ist. Jedes Doppelrechteck wirkt nun wie eine selbständige Kathode von der gleichen Gestalt, und es entsteht somit eine Anzahl von Lichtbändern, wie sie für das einzelne Doppelrechteck in Fig. 4 dargestellt sind. Bei einer lumensperrenden Schlitzplatte kann nur ein Lichtband zu stande kommen und zwar das von den Schlitzrändern an der Anodenseite ausgehende.

Ist die Kathode nicht mit Schlitzen, sondern mit Löchern versehen, so wirkt jedes dieser Löcher wie ein kleiner Hohlcylinder. Bei einer hohlcylindrischen Einzelkathode tritt ein von der Oeffnung schwach divergirender rosa Lichtkegel auf.

An den schmalen Doppelrechtecken der geschlitzten und mutatis mutandis an den engen Hohlcylindern der durchlochten Kathoden breiten nun die Canalstrahlen tangential und in mässiger Neigung gegen die Innenwandungen über die letzteren von der Vorderseite nach der Rückseite hin sich in den freien Raum aus. Daraus, dass die Strahlen nicht ausschliesslich tangential verlaufen, erklärt sich, dass auch Schlitze von einigen Millimetern Breite noch ganz von den Canalstrahlen ausgefüllt erscheinen, und dass, wie oben erwähnt, jedes Lichtband von der Schmalseite betrachtet, stets divergent erscheint. Die gegen die Schlitzwände geneigten Strahlen der beiden Wände kreuzen sich nämlich schon im Schlitz und treten dann divergent heraus. Zur Erklärung von Details, insbesondere der relativ geringen Divergenz der Lichtbänder, muss dabei noch berücksichtigt werden, dass ebenso wie die tangentialen Strahlen von den Nachbarseiten, so auch die schrägen Strahlen von der Fläche der emittirenden Kathode angezogen und gegen die letztere concav gekrümmt werden. Die Strahlen treten daher nicht in ihrer ursprünglichen Richtung, sondern in der Tangente des letzten Elementes der Curve aus, in der sie zwischen den Schlitzwänden verlaufen.

Dass von der Breitseite betrachtet die Grenzen der Schlitzbänder mehr und mehr convergiren, wenn die Gasdichte

abnimmt, erklärt sich dagegen aus Beziehungen zwischen Canalstrahlen und der ersten Schicht. Die Canalstrahlen gehen nämlich an den Vorderwänden der schmalen Doppelrechtecke nicht nur von denjenigen Stellen aus, an denen die erste Schicht angelagert ist, sondern die streifend über die Wände verlaufenden Strahlen treten auch in den Zwischenraum der Schlitzwände in derjenigen Richtung ein, welche die Strahlen der ersten Schicht an den betreffenden Randteilen haben.

Nun scheint für die S_1-Strahlen einer ebenen Kathode ein ganz analoges Gesetz zu gelten, wie es für die gewöhnlichen, magnetisch leicht deformirbaren Kathodenstrahlen bereits vor längerer Zeit constatirt wurde[1]), dass nämlich bei constanter Gasdichte die Strahlen desto stärker gegen die Plattenaxe nach aussen geneigt sind, je näher die Ausgangsstelle der Strahlen dem Plattenrande liegt, und dass cet. par. je geringer die Gasdichte wird, diese Neigung der Strahlen nach aussen desto mehr zunimmt. Daraus erklärt sich nicht nur, dass die Grenzen des einzelnen Schlitzbandes mit abnehmender Gasdichte immer mehr convergiren (entsprechend der zunehmenden Divergenz der S_1-Strahlen), sondern auch, dass die einzelnen Lichtbänder eines Systems paralleler Schlitze in einer ebenen Platte gegeneinander und zur Axe der Platte convergiren.

Bei sperrenden Kathoden und bei Kathoden, die in einem nur wenig weiteren Cylinderrohr liegen, kommt bei geringen Dichten ausserdem die kürzlich beschriebene[2]) Schrägrichtung in Betracht, welche die Grenzen der ersten Schicht annehmen einerseits infolge der anodischen Abstossung ihrer Wurzel an der Kathode, andererseits infolge der Anziehung der Strahlen durch eine kathodische Wandzone, die in der Nähe der äusseren Grenze des Crookes'schen Raumes liegt. Nehmen die äussersten S_1-Strahlen infolge dieser Einwirkung die Form wie in Fig. 8 an, so resultirt daraus ein Canalstrahlenband mit sehr stark convergenten Grenzen (in der Figur punktirt).

---

1) E. Goldstein, Sitzungsber. d. k. Akad. d. Wissensch. zu Berlin 1881. p. 799; Wied. Ann. **15**. p. 274. 1882.

2) E. Goldstein, Verhandl. d. Deutsch. Physik. Gesellsch. **4**. p. 64. 1902.

Es sei hierbei auch der scheinbare Einfluss sehr schwacher Magnete auf die Canalstrahlen in Kürze nochmals beleuchtet. Es gelingt z. B. in dem Falle der Fig. 8 durch die Annäherung eines ganz schwachen, leichten Hufeisenmagneten — der horizontal bei äquatorealer Richtung des Schlitzes gehalten werde —, grosse Richtungsänderungen der Grenzen des Lichtbandes hervorzubringen, und die eine oder die andere Grenze noch sehr viel schräger zu stellen.

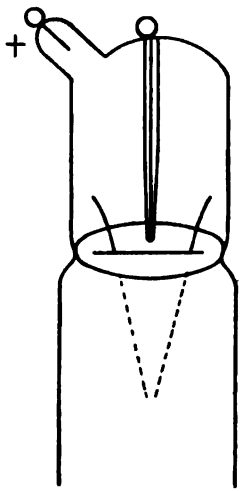


Fig. 8.

Dieser scheinbar so grosse Einfluss des Magneten auf die Richtung der Canalstrahlen ist bedingt zunächst durch die bei der Annäherung des Magneten erfolgende Richtungsänderung der S_1-Strahlen. Auch diese starke Beeinflussung der S_1-Strahlen aber ist kein primärer Effect des Magneten, sondern das Primäre ist die magnetische Ablenkung und Deformation der gewöhnlichen phosphorescenzerregenden Kathodenstrahlen und die Annäherung ihrer Enden an die Kathode. Lenkt der Magnet die Strahlen z. B. nach rechts ab, so wird eine an der rechten Wandseite gelegene Stelle durch das Auftreffen der condensirten Strahlen zu einer secundären Kathode, welche nun die Strahlen der ersten Schicht anzieht und sie dadurch, dass sie gegen eine der Kathode nähere Stelle als vorher angezogen werden, schräger nach rechts neigt. Die Folge ist, dass die rechte Grenze des convergenten Canalstrahlenbandes sich noch schräger als in Fig. 8 nach links und oben neigt. — Ausdrücklich sei hervorgehoben, dass die Möglichkeit, ausserdem einen primären Effect des Magneten auf die S_1-Strahlen aufzufinden, nicht bestritten werden soll.

Wenn man in der Axe eines Cylinderrohres einen Golddraht als Kathode anbringt, so lagert sich bekanntlich (in sauerstofffreien Medien) an der Glaswand um die Kathode ein

Goldspiegel ab. Ersetzt man den Draht jetzt z. B. durch ein zur Röhrenaxe senkrechtes Doppelquadrat aus nicht zerstiebendem Material (Aluminium) und erzeugt die in Fig. 2 abgebildete Kreuzfigur der Canalstrahlen, so verdünnt sich an den von den Kreuzarmen getroffenen vier Stellen der Goldspiegel schon nach relativ kurzer Zeit sehr merklich, und die Wand wird schliesslich dort von Gold entblösst. — Noch charakteristischer und technisch bequemer lässt sich die betreffende Eigenschaft der Canalstrahlen zum Ausdruck bringen, indem man in eine Röhre sogleich eine Doppelkathode aus zerstiebendem Material bringt (Silber, Gold, Nickel). Dann wird an denjenigen Stellen, wo die Kreuzarme die Wand treffen, überhaupt kein Metall abgelagert. Die beschlagfreien Flächen zeigen im allgemeinen rhombische Formen.

Dreht man, nachdem diese Muster sich gebildet haben, die Kathoden um ihre Axe, z. B. um 45°, so werden die früher beschlagfreien Flächen von Metall bedeckt, und schon belegt gewesene Stellen werden entblösst. Allgemein wandern die Teilchen von den Stellen, wo die Canalstrahlen die grösste Dichte haben, zu Stellen kleinerer Dichte.

In minderem Maasse kommt auch den gewöhnlichen Kathodenstrahlen die Eigenschaft zu, Metallflächen, auf welche sie treffen, zum Zerstieben zu bringen, wie ich schon früher erwähnte.[1]) Von Grandquist ist hervorgehoben worden, dass hierbei das Minimum des Beschlages dort auftritt, wo das Maximum der Phosphorescenz liegt.[2]) Bei vergleichenden Versuchen, die ich angestellt habe, war die Wirkung der Canalstrahlen eine erheblich stärkere. Eine Sonderung ist zu erreichen z. B. vermöge der starken magnetischen Ablenkbarkeit der phosphorescenzerregenden gewöhnlichen Strahlen.

Mit dieser Abtragung der Metallteilchen hängen die vertieften Spuren zusammen, welche die Canalstrahlen nach längerer Strahlung auf den Kathodenflächen hinterlassen; blosse Farben- und Reflexunterschiede können schon in viel kürzerer

1) E. Goldstein, Thätigkeitsbericht der Phys.-Techn. Reichsanstalt für 1894, p. 70; Zeitschr. f. Instrumentenk. 16. p. 211. 1896.

2) G. Grandquist, Oefvers. Förhandl. Svensk. Akad. 1897, p. 575.

Zeit erzeugt werden und beruhen dann, wie oben erwähnt, auf Oxydationsverhältnissen.

Die Bänder und schmalen Kegel der Canalstrahlen sind auch bei lumensperrenden Kathoden umhüllt von matterem, aber sehr deutlichem, nebligem Licht, das die ganze Weite auch bei Cylinderröhren von grossem Querschnitt oder bei Kugeln von 10 cm Durchmesser erfüllt. Um dieses Licht genauer zu untersuchen, benutzt man zweckmässig sperrende Platten, die nur einen einzigen Schlitz oder ein Loch enthalten. Man kann dann feststellen, dass dieses Licht zwei Strahlenformen enthält. Die eine besteht, wie geeignete Schattenobjecte erkennen lassen, aus regelmässigen geradlinigen, divergenten Strahlen, die unter grosser Apertur vom Schlitz (bez. der Lochöffnung) ausgehen, und somit als breiter Kegel die eigentlichen Canalstrahlen umhüllen. Die Apertur des letzteren übertraf in meinen Versuchen 120°. Biegt man bei einem von vorn nach hinten gehenden Schlitz die S_1-Strahlen durch den Magneten nach rechts, so werden die Nebelstrahlen in der linken Röhrenhälfte heller. Das Leuchten von Natrium etc. wird durch diese Strahlen ebenso erregt, wie durch die eigentlichen Canalstrahlen. Bei geringer Gasdichte entwerfen diese regelmässigen Nebelstrahlen scharf umgrenzte Schattenräume, deren Inneres lichtlos erscheint. Je höher aber die Gasdichte ist, desto mehr erhellt sich das Innere der Schattenräume durch die zweite Lichtform, welche aus diffusen Strahlen besteht. Diese diffusen Strahlen sind in Wasserstoff viel schwächer entwickelt als in Luft (bez. Stickstoff), wo sie goldgelbe Farbe zeigen.

Man darf wohl vermuten, dass diese diffusen Strahlen zu den eigentlichen Canalstrahlen und regelmässigen Nebelstrahlen in demselben Verhältnis stehen, wie das Licht der dritten Schicht des gewöhnlichen Kathodenlichtes zu den regelmässigen gewöhnlichen Kathodenstrahlen, d. h. dass eine Erzeugung diffuser Strahlen durch das Auftreffen der eigentlichen Canalstrahlen etc. auf die Gasteilchen veranlasst wird.

Die diffusen goldgelben Strahlen spielen eine grosse Rolle bei den Beobachtungen der Canalstrahlen-Gruppe. Auf ihrem Vorhandensein beruht der Eindruck, dass die eigentlichen Canalstrahlen selbst goldgelbes Licht aussenden. Thatsächlich ist das Licht der eigentlichen Canalstrahlen bläulich, und nur die starke Diffusion hüllt sie in goldgelbes, das bläuliche meist überstrahlendes Licht. Auf gleicher Ursache beruht die anscheinend intensiv chamoisgelbe bis goldgelbe Farbe der an sich ebenfalls bläulichen Strahlen der ersten Schicht in Luft. Erst bei sehr geringen Gasdichten, wo die Diffusion gering wird, tritt die bläuliche Farbe deutlicher hervor. Entwirft man durch eine in der Nähe der Kathode angebrachte Anode einen Schattenraum in den S_1-Strahlen, so ist dieser Raum bei mässigen Verdünnungen auch nicht ganz lichtlos, sondern von dem diffusen goldgelben Lichte erfüllt. Goldgelbes diffuses Licht erfüllt bei nicht sehr geringen Dichten auch die Schattenräume in den K_1-Strahlen. Es scheint, dass die K_1-Strahlen und auch die die Canalstrahlen umhüllenden Nebelstrahlen in Luft an sich ebenfalls bläulich sind und nur der Beimischung der diffusen Strahlen den gewöhnlichen Eindruck des Goldgelb verdanken.

Auch bei den im freien Raum gelagerten Doppelkathoden (Quadraten, Fünfecken etc.) zeigt die nähere Untersuchung, dass die (in Wasserstoff) rosa Arme der Kreuz- und Sternfiguren zwar die hervorstechendste, aber nicht die einzige Erscheinung von rosa Licht, das den Canalstrahlen verwandt ist, bilden. Die hellen schmalen Arme liegen nämlich (in Richtung der Plattenaxe betrachtet) inmitten sehr schwach erhellter breiter Felder von rosa Licht. Schattenobjecte zeigen, dass auch in diesem Licht streng geradlinige Ausbreitung (von der Kathode fort) besteht, und dass es aus dem Zwischenraum je zweier Seiten entlang der ganzen Erstreckung des Seitenpaares in breiten, in der Spaltebene stark divergirenden Fächern heraustritt, deren Strahlen entsprechend Fig. 5 wie die Sternarme selbst auch senkrecht zu dieser Ebene ein wenig divergiren. Die Existenz der matten Strahlenfächer, welche die hellen rosa Sternarme verbinden, markirt sich auch objectiv dadurch, dass bei Anwendung von Doppelkathoden aus zerstiebendem Material sich ausser den

vollständig beschlagfreien, den Treffstellen der hellen Arme entsprechenden Flächen auch ringsherum an der Wandung eine mässig breite Zone zeigt, in welcher der Beschlag nicht beseitigt, aber deutlich verdünnt ist, wie man im durchgehenden Lichte erkennt. Entsprechend findet man, dass auch in Ebenen, die senkrecht sowohl zu der Ebene wie den Seiten der Doppelkathoden liegen, noch matte geradlinige Strahlen bis zu grossen Winkeln von den Zwischenräumen der Platten ausgehen und als sehr breite, divergente, sehr lichtschwache Strahlenfächer die mässig divergenten, in Fig. 5 dargestellten leicht sichtbaren Strahlen begleiten. Diese stark divergenten Strahlen, deren Divergenzebenen senkrecht zu den Spalten der Doppelplatten liegen, sind als das Analogon der oben erwähnten geradlinigen Nebelstrahlen zu betrachten.

An der Bildung der mässig divergenten, in Fig. 5 dargestellten Bündel können sich bei den Doppelkathoden auch Strahlen beteiligen, die wie S_1-Strahlen von den Innenflächen der Platten auszugehen scheinen, und zwar von ausgezeichneten Linien und symmetrisch gelagerten Punkten der Polygonflächen, bei Rechtecken u. a. von einem Teil der zu den Langseiten parallelen Halbirungslinie. Die Strahlen verlaufen eine kurze Strecke ziemlich steil gegen die Platte und werden dann gegen die letztere wieder in grossem Winkel umgebogen. Je nach dem Grade der z. B. mit der Gasdichte wechselnden Umbiegung schliessen sie mit den entsprechenden Strahlen der anderen Platte dann verschieden gestaltete Räume ein, bei geringen Dichten und relativ geringer Umbiegung convergiren sie z. B. mit den entsprechenden Strahlen der anderen Flächen und bilden dann ein zugespitztes convergentes Mittelblatt in dem aussen divergent begrenzten Bündel der Fig. 5. Doch kann die nähere Schilderung dieser sehr complicirten Strahlenverhältnisse in dem Rahmen einer summarischen Skizze nicht gegeben werden. —

Nach dem Bisherigen lassen sich (mindestens) folgende Glieder der Canalstrahlen-Gruppe unterscheiden:

1. Die Strahlen der ersten Schicht, 2. die eigentlichen Canalstrahlen, 3. die an der Vorderseite auch undurchbrochener Kathoden auftretenden K_1-Strahlen, 4. regelmässige Nebel-

strahlen, welche die eigentlichen Canalstrahlen einhüllen, 5. diffuse Strahlen.

Diese Aufzählung könnte noch erweitert werden, wie an anderer Stelle näher auszuführen sein wird.

Es fragt sich nun, ob das vorliegende Material bereits gestattet, ein leitendes und vereinfachendes Princip für die Betrachtung der zunächst complicirten Erscheinungen aufzustellen. In der Literatur sind wesentlich zwei Richtungen hinsichtlich der Auffassung der Entladungsvorgänge aufgetreten: die eine, welche die Entladung und die mit ihr verbundenen Strahlungen als einen Vorgang im Aether ansieht, dessen specielle Form zunächst dahingestellt gelassen wird; die andere, welche die Entladung und Strahlung mit der Fortführung geladener Massenteilchen identificirt. Eine Annäherung zwischen beiden Auffassungen scheint sich gegenwärtig dadurch anzubahnen, dass man auf manchen Seiten bereit ist, bei den „Elektronen" auf die Mitwirkung ponderabler gewöhnlicher Masse zu verzichten und die fraglichen Massen nur als scheinbare betrachtet. Sofern dann rein elektrische Vorgänge als Vorgänge im Aether angesehen würden, wäre also eine Verschmelzung beider Auffassungen nicht aussichtslos. Die Vertreter der Elektronentheorie haben heuristische Handhaben dadurch gewonnen, dass sie die Consequenzen ihrer Auffassung in Formeln gefasst und durch Messungen diese Formeln zu verificiren gesucht haben. Dabei hat sich bekanntlich ergeben, dass als bestimmende Variabeln zunächst bei den gewöhnlichen Kathodenstrahlen betrachtet werden können: das Potential, unter dem die Strahlen entspringen bez. sich ausbreiten, die Masse der fortgeführten Teilchen und die Grösse ihrer Ladung, so zwar, dass die Ablenkbarkeit der Strahlen unter der Wirkung elektrischer oder magnetischer Kräfte mit zunehmender Ladung wächst, mit Zunahme von Masse und Potential abnimmt.

Vielleicht liesse sich vom Standpunkt der Elektronenhypothese der gesuchte zusammenfassende, zunächst heuristisch verwertbare Gesichtspunkt gewinnen, wenn es gelänge, die gegenwärtig noch fragliche Ausbreitungsrichtung der S_1-Strahlen sicher festzustellen. Falls sich dabei, wie, allerdings beweislos,

schon mehrfach angenommen wird, eine Ausbreitungsrichtung zur Kathode hin ergeben würde, so würde sich damit zunächst eine einheitliche Auffassung für gewisse Wirkungen der Canalstrahlengruppe bieten. Die Zerstiebung der Kathode selbst einerseits und die hier beschriebene Beseitigung der Zerstiebungsspiegel durch die Canalstrahlen andererseits würde sich dann unter dem einheitlichen Gesichtspunkt auffassen lassen, dass die S_1-Strahlen und die Canalstrahlen überall da, wo ihre Enden auftreffen, Metallabtragung veranlassen, während bei einer Ausbreitung der S_1-Strahlen von der Kathode fort die S_1-Strahlen an ihrem Ursprung dieselbe Wirkung ausüben würden, wie die Canalstrahlen an ihren Enden. Die gleiche Betrachtung kann man anstellen gegenüber der Thatsache, dass die Canalstrahlen da, wo ihre Enden auftreffen, Natrium-, Lithium- und Magnesiumlicht erzeugen, und dass das nämliche Leuchten an der Fläche auftritt, die als Wurzelfläche der S_1-Strahlen an der Kathode erscheint. Würde man nach etwa erwiesener Ausbreitungsrichtung der S_1-Strahlen zur Kathode hin auch die schon bestehende Hypothese annehmen, dass die erste Schicht des Kathodenlichtes Träger positiver Teilchen ist, so könnte man versuchen, aus den S_1-Strahlen die Entstehung der anderen Glieder der Canalstrahlengruppe abzuleiten, indem man z. B. zur Erklärung der K_1-Strahlen annähme, dass beim Auftreffen der positiven S_1-Strahlen auf die Kathode auch ein partielles Zurückprallen von Teilchen stattfindet, welche durch dann stark verminderte Ladung charakterisirt sind, und daher der Theorie nach viel weniger sensibel sein müssen. — Ein an den Wänden eines Schlitzes nahe tangential ankommendes enges, zunächst nahe paralleles Bündel S_1-Strahlen würde je nach dem Abstand seiner Einzelstrahlen von den kathodischen Schlitzwänden verschiedene Ladungsänderungen erleiden und dadurch, dass seine verschieden geladenen und verschieden entfernten Teilchen von den negativen Flächen verschieden stark abgelenkt würden, sich in ein stärker conisches Bündel auflösen, dessen Componenten zwischen den Wänden teils tangential, teils schräg gegen die Wände verliefen. Die gegen die kathodischen Nachbarseiten concave Form der über die Polygonplatten

streichenden positiven Bündel würde sich ohne weiteres erklären, natürlich auch die Thatsache, dass die Strahlen ausserhalb der Spalträume wieder geradlinig, und zwar in der Tangente des letzten zwischen den Platten gelegenen Curvenelementes verlaufen. Die Verminderung der Ladung, die während des Hinüberstreichens über die Platten einträte, würde erklären, dass die auf der Gegenseite austretenden Canalstrahlen viel unempfindlicher sind, als die S_1-Strahlen. Auch die unter grossen Divergenzen austretenden Nebelstrahlen würden sich deduciren lassen.

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.

Jahrg. 4. Nr. 11.

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft.

Sitzung vom 13. Juni 1902.

Vorsitzender: Hr. E. Warburg.

Es trägt vor Hr. E. Warburg
über die elektromotorische Kraft des Ozons
(nach Versuchen von Hrn. **A. Brand**).

Ferner berichtet Hr. **F. F. Martens**
über Spectroskope mit festem Austrittsstrahl.

Als Mitglied wird in die Gesellschaft aufgenommen:
Hr. Dr. Max Toepler, Dresden-A., Reichenbachstrasse 9.
(Vorgeschlagen durch Hrn. Hallwachs.)

Ueber die elektromotorische Kraft des Ozons; von A. Brand.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 13. Juni 1902.)

(Vgl. oben S. 245.)

§ 1. Bei dem Zerfall des Ozons wird Wärme frei, nach BERTHELOT 29 600 g-Cal., wenn 1 g-Mol. (48 g) Ozon bei constantem Volumen zerfällt. Es fragt sich, ob es möglich ist, diese Desozonisirungswärme ganz oder zum Teil in elektrische Stromarbeit umzuwandeln. Diese Frage habe ich auf Vorschlag von Hrn. Prof. WARBURG zu beantworten gesucht.

§ 2. Man überzeugt sich zunächst leicht, dass man aus einer Sauerstoff- und einer Ozon-Platinelektrode ein GROVE'sches Gaselement herstellen kann, in welchem der Strom von der Sauerstoffelektrode durch den Elektrolyten zu der Ozonelektrode läuft. Nimmt man an, dass der an der Kathode ausgeschiedene H_2 durch O_3 zu H_2O oxydirt wird, an der Anode O_2 abgeschieden wird, andere Oxydationsproducte dort nicht entstehen, so verläuft der chemische Process im Element nach der Gleichung

$$H_2SO_4 + O_3 + H_2O = \underbrace{H_2 + O_3}_{\text{Kathode}} + \underbrace{SO_4 + H_2O}_{\text{Anode}} = \underbrace{H_2O + O_2}_{\text{Kathode}} + \underbrace{H_2SO_4 + \tfrac{1}{2}O_2}_{\text{Anode}},$$

besteht also im Endresultat lediglich in Zerfall des Ozons.

§ 3. Hiernach ist die gestellte Frage im allgemeinen zu bejahen. Um zu ermitteln, welcher Teil der Desozonisirungswärme in elektrische Arbeit umgewandelt wird, muss man die elektromotorische Kraft des beschriebenen Elementes bestimmen. Zu diesem Zweck wurde die elektromotorische Kraft der O_2 und der O_3-Elektrode gegen eine Normalquecksilberelektrode (Hg mit Mercurosulfat bedeckt) in normaler Schwefelsäure ($\frac{1}{2}H_2SO_4$ g im Liter) gemessen. Die Versuchsanordnung war ähnlich wie bei Wilsmore.[1]) Die platinirte Platinelektrode

1) N. T. M. WILSMORE, Zeitschr. f. phys. Chem. 35. p. 291. 1900.

befand sich in dem einen Schenkel eines durch einen paraffinirten Kork verschlossenen U-Rohres. Durch den Kork gingen zwei Röhren, von denen die eine in die Flüssigkeit reichende das Gas zu-, die andere im Gas mündende dieses abführte. Die Flüssigkeit des anderen gleichfalls verschlossenen Schenkels war durch einen Heber mit der gleichen Flüssigkeit im Gefäss der Hg-Elektrode verbunden. Der aus einer ELKAN'schen Bombe entnommene Sauerstoff wurde aus einem Gasometer über Natronkalk in die Ozonisirungsröhre, von dort in den Apparat geleitet. Die elektromotorische Kraft wurde durch die Compensationsmethode gemessen. Der Strom fliesst vom Hg durch den Elektrolyten zur O_2- oder O_3-Elektrode.

§ 4. Die elektromotorische Kraft e_{O_2} der O_2-Elektrode gegen die Hg-Elektrode ergab sich bald nach Ansetzen der Zelle nach 5—6 Stunden Durchleiten von O_2 zu 0,358 Volt bei 17° und änderte sich nicht bei Abkühlung auf 0°.

§ 5. Nun wurde der O_2 ozonisirt und die elektromotorische Kraft e_{O_3} der Ozonelektrode gegen die Hg-Elektrode gemessen. Sie ergab sich in drei Versuchen bez. zu 0,881, 0,883, 0,888. Beim Beginn des Ozonstromes stieg die elektromotorische Kraft rasch an, erreichte nach 10—30 Minuten ungefähr 0,8 Volt, nahm allmählich zu und blieb nach 3—4 Stunden auf einem constanten Wert stehen.

§ 6. Bei den folgenden Versuchen wurde der Ozongehalt des aus dem Apparat austretenden Gases durch Titriren mit As_2O_3 bestimmt. Es ergab sich:

17°	Ozon in Volumenproc.	0,69	1,25	3,44	5,45
	Elektromotorische Kraft	0,836	0,867	0,922	0,916
0°	Ozon in Volumenproc.	0,75	1,00	4,46	5,15
	Elektromotorische Kraft	0,883	0,907	0,949	0,950

Nach diesen Versuchen nähert sich die elektromotorische Kraft mit steigendem Ozongehalt einem Grenzwerte, welcher bei den obigen Versuchen bei 17° 0,919, bei 0° 0,950 Volt ist, bei 0° also um 0,031 Volt höher als bei 17°.

§ 7. Als hierauf wieder Sauerstoff anstatt Ozon durch die Zelle geleitet wurde, blieb nach mehrstündigem Durchleiten die elektromotorische Kraft auf dem Werte 0,249 stehen. Die O_2-Elektrode ist also nach der Behandlung mit Ozon um

0,109 Volt anodischer geworden. Die Platte wurde alsdann frisch platinirt. Es ergab sich der Grenzwert e_{O_3} bei höherem Ozongehalt bei

17°	0,859	0,889
0°	0,890	0,871
Diff.	0,031	0,032

Bei diesen Versuchen wurde die Zelle, nachdem bei 17° die constanten Werte erreicht waren, in Eis gesetzt. Die Temperaturvariation ergab sich wie früher, aber e_{O_3} ist erheblich kleiner als im Versuche des § 6. Die elektromotorische Kraft der O_3-Elektrode scheint nach diesen und anderen Versuchen von der Beschaffenheit der Platinirung abzuhängen. Die einzige Gesetzmässigkeit, welche dabei bemerkt wurde, besteht darin, dass eine Elektrode um so grössere Werte als O_3-Elektrode giebt, je kleinere sie als O_2-Elektrode aufweist. Für eine blanke Platinplatte ergab sich $e_{O_3} = 0{,}193$, $e_{O_2} = 0{,}978$.

§ 8. Nach dem Ergebnisse des § 7 wird es nur möglich sein, für eine bestimmte Platinirung einen bestimmten Wert der gesuchten Differenz $e_{O_3} - e_{O_2}$ festzulegen, und auch dies nur in dem Falle, dass es gelingt, für die als O_2-Elektrode benutzte Platte vor und nach der Behandlung mit Ozon denselben Wert der elektromotorischen Kraft e_{O_2} zu erhalten. Dass dies bei den bisherigen Versuchen nicht der Fall war, konnte daher rühren, dass sich nach der Behandlung mit Ozon andere Oxydationsproducte gebildet hatten, wie sie an der Anode durch Elektrolyse der verdünnten Schwefelsäure entstehen, nämlich H_2O_2 und $H_2S_2O_8$. Um dies zu prüfen, wurde die mit Ozon behandelte Flüssigkeit von Ozon durch Auskochen befreit und darauf mit Jodkalium und Stärke untersucht. Es wurde eine Spur oxydirender Substanz nachgewiesen, aber so wenig, dass man nicht unterscheiden konnte, ob H_2O_2 oder $H_2S_2O_8$ gegenwärtig war. Diese Reaction hatte Hr. Dr. Wolfes die Güte, für mich zu machen.

Wilsmore giebt an, dass in der Flüssigkeit nach Behandlung nicht mit Ozon, sondern nur mit Sauerstoff nach 3—4 Tagen H_2O_2 nachgewiesen werden konnte. Es war nun der Einfluss dieser Körper auf die elektromotorische Kraft in Betracht zu ziehen. H_2O_2 zur Flüssigkeit der Sauerstoff-

elektrode hinzugefügt macht dieselbe nach WILSMORE anodischer um 0,09—0,12 Volt.

RICHARZ[1]) fand die elektromotorische Kraft einer in eine Lösung von $H_2S_2O_8$ tauchenden Elektrode gegen eine Quecksilberelektrode gleich 0,75 hohe Daniell. Ich selbst fand, indem die $H_2S_2O_8$ enthaltende Flüssigkeit durch Elektrolyse hergestellt und durch Auskochen von Ozon befreit wurde, jene elektromotorische Kraft gleich 0,7 Volt. Als ich dann Ozon durchleitete, stieg die Kraft bis 0,857 Volt. Die elektromotorische Kraft der Ozonelektrode in normaler Schwefelsäure ergab sich vor und nach der Behandlung mit $H_2S_2O_8$ bez. zu 0,843 und 0,861.

Doch handelt es sich nach dem obigen um den Einfluss einer sehr kleinen Menge von $H_2S_2O_8$. Eine solche, der Flüssigkeit um die O_2-Elektrode hinzugefügt, ergab die elektromotorische Kraft der O_2-Elektrode gleich 0,413; noch weniger, so wenig, dass eben noch die Reaction mit KJ bemerkbar war, 0,345. Die kleine, bei den Ozonversuchen gegenwärtige Menge von $H_2S_2O_8$ hat daher nur einen kleinen Einfluss auf die elektromotorische Kraft.

§ 9. Jedenfalls schien es nach diesen Versuchen angezeigt, die Elektrode, wenn sie nach der Behandlung mit Ozon wieder als Sauerstoffelektrode dienen sollte, vorher mit frischer, ungebrauchter Flüssigkeit zu spülen, was in dem U-Rohr selbst geschah. So wurde für zwei Platinirungen je eine Reihe von Versuchen gemacht, wobei die Elektrode abwechselnd als O_2- und O_3-Elektrode diente. Die Versuche beziehen sich auf hohen Ozongehalt.

Erste Platinirung.

17°	e_{O_2}	0,404		0,355		
	e_{O_3}		0,816		0,839	
0°					0,871	

Zweite Platinirung.

17°	e_{O_2}	0,384		0,370	0,359	
	e_{O_3}		0,833	0,859		0,872
0°				0,890		

1) F. RICHARZ, Zeitschr. f. phys. Chem. 4. p. 18. 1889.

Im Mittel ergiebt sich:

	Erste Platinirung		Zweite Platinirung
$e_{O_3} - e_{O_2}$	0,448	17°	0,484
	0,480	0°	0,515

Gesamtmittel für diese Platinirungen:

$$e_{O_3} - e_{O_2} = 0{,}466 \quad 17°$$
$$0{,}498 \quad 0°$$

§ 10. Legt man demnach dem Gaselement des § 2 die elektromotorische Kraft $e_{O_3} - e_{O_2} = 0{,}5$ Volt bei 0° bei, so liefert dasselbe beim Durchgang von 1 Coulomb eine elektrische Arbeit gleich 0,5 Joule.

Andererseits macht 1 Cb

$$1{,}046 \cdot 10^{-4}\,\text{g} \quad \text{oder} \quad \frac{1{,}046 \cdot 10^{-4}}{2{,}02}\,\text{g-Mol.}$$

Wasserstoff frei, welche in der fraglichen Zelle ebenso viele Ozonmolecüle desozonisiren. Die Desozonisirungsarbeit beträgt also für 1 Cb

$$\frac{1{,}046 \cdot 10^{-4}}{2{,}02} \cdot 29600 \cdot 4{,}189 = 0{,}642 \text{ Joule.}$$

Es kann also ein beträchtlicher Teil der Desozonisirungsarbeit als elektrische Arbeit erhalten werden, ein um so grösserer, je tiefer die Temperatur.

Von reversibler Wärmeentwickelung ist bei diesen Ueberlegungen abgesehen.

§ 11. Nach Wilsmore l. c. ist bei Anwendung platinirter Platinplatten die elektromotorische Kraft des H_2–O_2-Elementes 1,07 Volt; nach dem Vorstehenden die elektromotorische Kraft des H_2–O_3-Elementes 1,536 bei 17° und 1,568 bei 0°.

Nach Fromme[1]) ist die elektromotorische Kraft der Polarisation platinirter Platinplatten in verdünnter Schwefelsäure 1,81. Zu diesem Wert trägt also teilweise die Gegenwart von Ozon, teilweise, nach den Ergebnissen von Richarz, die Gegenwart von Ueberschwefelsäure bei.

Berlin, Phys. Inst., 13. Juni 1902.

1) C. Fromme, Wied. Ann. 38. p. 362. 1889.

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.

Jahrg. 4. Nr. 12.

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft.

Sitzung vom 27. Juni 1902.

Vorsitzender: Hr. E. Warburg.

Hr. **V. Bjerknes** (a. G.) demonstrirt die wichtigsten Versuche über die scheinbaren Wirkungen in der Ferne zwischen pulsirenden und oscillirenden Kugeln und bespricht die Analogie dieser Erscheinungen mit den elektrostatischen und magnetischen. Hinsichtlich der Instrumente, der Versuche und der eingehenden Discussion dieser Analogie wird auf das demnächst erscheinende Buch: V. Bjerknes, Vorlesungen über hydrodynamische Fernkräfte, nach C. A Bjerknes' Theorie, Band II hingewiesen.

Ferner hält Hr. **W. Marckwald** (a. G.) einen von Demonstrationen begleiteten Vortrag

über das radioactive Wismut (Polonium).

Endlich spricht Hr. **G. Leithäuser**

über den Geschwindigkeitsverlust der Kathodenstrahlen beim Durchgang durch dünne Metallschichten.

Als Mitglied wird in die Gesellschaft aufgenommen:

Hr. Dr. H. Kellner, Scientific Director of the Spencer Lens Co., Buffalo, N. Y. 367/373 Seventh Street.

(Vorgeschlagen durch Hrn. F. F. Martens.)

Ueber das radioactive Wismut (Polonium);
von W. Marckwald.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 27. Juni 1902.)

(Vgl. oben S. 251.)

Das von P. und S. Curie in der Pechblende aufgefundene radioactive Wismut ist in neuerer Zeit sowohl von Giesel[1]) als auch von den Entdeckern[2]) selbst mit mehr oder minderer Bestimmtheit als durch Induction activirtes Wismut angesprochen werden. Die wichtigsten Gründe für diese Annahme waren der von den genannten Autoren beobachtete Rückgang der Activität ihrer Präparate und der Misserfolg bei allen Versuchen, aus dem Product einen radioactiven Bestandteil vom inactiven Wismut zu scheiden.

Aus der Verarbeitung von Joachimsthaler Pechblende stammende Rückstände, welche mir von der Chemischen Fabrik Dr. Richard Sthamer in Hamburg zur Untersuchung überlassen wurden, erwiesen sich ziemlich reich an radioactivem Wismut. Dieses hat nach der Abscheidung seine Activität im Verlaufe von acht Monaten nicht merklich eingebüsst, unterscheidet sich hierin also von den früher beschriebenen Stoffen. Aus diesem Material nun ist es mir gelungen, auf elektrolytischem Wege[3]) ein höchst actives Metall abzuscheiden.

---

1) F. Giesel, Ueber radioactive Substanzen und deren Strahlen, Ahrens' Sammlung chem. und chem.-techn. Vorträge 7. p. 1. 1902.

2) P. u. S. Curie, Compt. rend. 134. p. 85. 1902.

3) Vgl. eine unter gleichem Titel erschienene Abhandlung: Ber. d. Deutsch. chem. Ges. 35. p. 2285. 1902.

Wenn man nämlich in die salzsaure Lösung des radioactiven Wismutoxychlorids einen Wismutstab eintaucht, so schlägt sich auf diesem das active Metall als ziemlich gut haftender schwarzer Beschlag nieder, dessen Menge noch nicht ein Tausendstel vom Gewichte des Wismutsalzes ausmacht. Das in der Lösung verbleibende Salz wird völlig inactiv. Das abgeschiedene Metall scheint in seinen chemischen Reactionen dem Wismut ausserordentlich nahe zu stehen.

Das kräftige Strahlungsvermögen des neuen Metalles wird zunächst dadurch gekennzeichnet, dass ein Wismutstäbchen, auf dem einige Decimilligramm des Metalles niedergeschlagen sind, ein Elektroskop auf eine Entfernung von einem Decimeter im Augenblick entlädt. Von demselben Stäbchen wird ein Baryumplatincyanürschirm zu kräftiger Phosphorescenz gebracht und die photographische Platte nach einer Einwirkung von 15 Min. kräftig geschwärzt. Ein durch Reiben mit dem Fuchsschwanz elektrisch geladener Guttaperchastab wird durch blosse Annäherung des Stäbchens entladen, ebenso übrigens ein Glasstab, der mit einem amalgamirten Seidenlappen kräftig gerieben worden ist.

Die von dem Metall ausgesandten Strahlen sind, wie dies nach den früher beim radioactiven Wismut gemachten Beobachtungen zu erwarten war, von den Radiumstrahlen charakteristisch unterschieden durch ihre starke Absorbirbarkeit. Sie gehen schon durch Filtrirpapier kaum hindurch. Ein Stäbchen, welches auf das Elektroskop die oben beschriebene, kräftige Wirkung zeigt, wirkt, wenn es von einer einfachen Hülle von Filtrirpapier umgeben ist, kaum stärker als die Joachimsthaler Pechblende selbst. Ein Baryumplatincyanürschirm, bei welchem das Salz zum Schutz mit einem feinen Lack überzogen ist, wird nicht zum Leuchten gebracht, weil die Strahlen vom Lack zurückgehalten werden. Legt man zwischen eine photographische Platte und das Metall ein Seidenpapierkreuzchen, so erhält man ein scharfes Bild dieses Kreuzchens auf der Platte, während bei einem analog mit Radium angestellten Versuche keine Spur von irgend welcher Behinderung der Strahlen durch das Seidenpapier zu bemerken war.

Die Firma Dr. Richard Sthamer beabsichtigt feine Niederschläge des neuen Metalles demnächst in den Handel zu bringen. Da die Wirksamkeit nach dem oben Gesagten lediglich von der Verteilung des Metalles abhängt, so werden sich für physikalische Untersuchungen und Demonstrationen geeignete Präparate mit einem äusserst geringen Aufwand des kostbaren Materiales und also zu einem verhältnismässig billigen Preise herstellen lassen.

Ueber ein Prismenspectroskop mit constanter Richtung des austretenden Strahles; *von F. F. Martens.*

(Vorgelegt in der Sitzung vom 13. Juni 1902.)

(Vgl. oben S. 245.)

Für viele spectroskopische Zwecke ist es erwünscht, dass der austretende Strahl constante Richtung hat und dass die Wellenlänge desselben trotzdem auf einfache Weise geändert werden kann. Zur Construction von Spectroskopen, die diese Bedingung erfüllen, sind vier verschiedene Methoden angewandt worden.

1. Das erste Spectroskop, welches Kirchhoff und Bunsen benutzten, war ein solches mit constanter Ablenkung für alle Farben. Diese Wirkung wurde durch Drehen des Prismas erreicht, welches in der Minimumstellung die brechbarsten Strahlen gerade so viel ablenkte wie die weniger brechbaren Strahlen in einer anderen Stellung. Die Methode der Halbprismen von Christie beruht auch darauf, dass man die Ablenkung eines Prismas für dieselbe Wellenlänge durch Drehen des Prismas verändern kann. Neuerdings hat Wülfing dieselbe Idee zur Construction eines Apparates verwandt, bei welchem zwei Flintglasprismen gedreht werden.

2. Auf einfachere Weise erreicht man die Constanz des austretenden Strahles durch Vertauschen von Fernrohr und Collimator. Man befestigt Lichtquelle und Eintrittsspalt an dem drehbaren Rohr eines gewöhnlichen Spectroskopes oder Spectrometers und lässt die Strahlen durch den feststehenden Collimator austreten.

3. Straubel schlägt vor, zwischen den Objectiven zwei spitzwinklige Prismen anzubringen, die in ihrer Ebene um gleiche, aber entgegengesetzte Beträge gedreht werden und je nach ihrer Stellung die Strahlen verschiedener Wellenlänge in dieselbe Richtung ablenken.

4. Die wichtigste Methode ist wohl die, die spectral zerlegten, parallelen Strahlen von einem Spiegel reflectiren zu

lassen; durch Drehen des Spiegels kann man dann jede gewünschte Wellenlänge aus dem feststehenden Austrittsrohr austreten lassen. Am bekanntesten ist wohl die Littrow-Abbe'sche Methode mit einem Prisma von 30° brechendem Winkel. Fuchs und Wadsworth einerseits, Goltzsch, sowie später Pellin und Broca andererseits haben sehr ähnliche Methoden vorgeschlagen. Lippich verwendet einen Hohlspiegel und einen Prismenkörper mit reflectirender Endfläche; ein nach diesem Princip von Schmidt & Haensch gebauter Apparat zeichnet sich durch Abwesenheit störender Reflexe aus.

Besonders originell ist folgende Idee von Lockyer.[1]) Die von der Lichtquelle kommenden Strahlen treten durch den

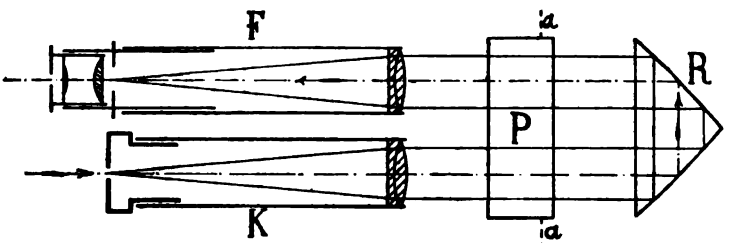


Fig. 1.

Collimator K ein (vgl. Fig. 1) und gelangen nach zweimaliger Reflexion an den beiden Kathetenflächen des rechtwinkligen Prismas R in das Fernrohr F. P ist ein Schnitt durch das Dispersionsprisma, welches zweimal von den Strahlen durchlaufen wird; die in der Fig. 1 gezeichnete Ebene ist in Wirklichkeit zweimal geknickt, und zwar an den verticalen Grenzlinien von P.

Diesen Strahlengang hat nun Verfasser zur Construction des in Fig. 2 abgebildeten Spectroskopes benutzt.

Die vom Lichtbogen L ausgehenden Strahlen werden durch eine Condensorlinse, nachdem sie eine Wasserschicht durchlaufen haben, auf dem Bilateralspalt S concentrirt. Unter dem Collimator K liegt ein Reflexionsprisma, ebenso wie unter dem Fernrohr F, sodass die Strahlen schliesslich in derselben Richtung austreten wie sie eingetreten sind. Das Reflexionsprisma R (in Fig. 1) kann durch die Mikrometerschraube M

1) H. Kayser, Handbuch der Spectroskopie I. p. 517. Leipzig b. S. Hirzel 1900.

(vgl. Fig. 2) um die Axe *a a* messbar gedreht werden; so kann man schnell jede gewünschte Spectrallinie mit dem Fadenkreuz zu Coincidenz bringen.

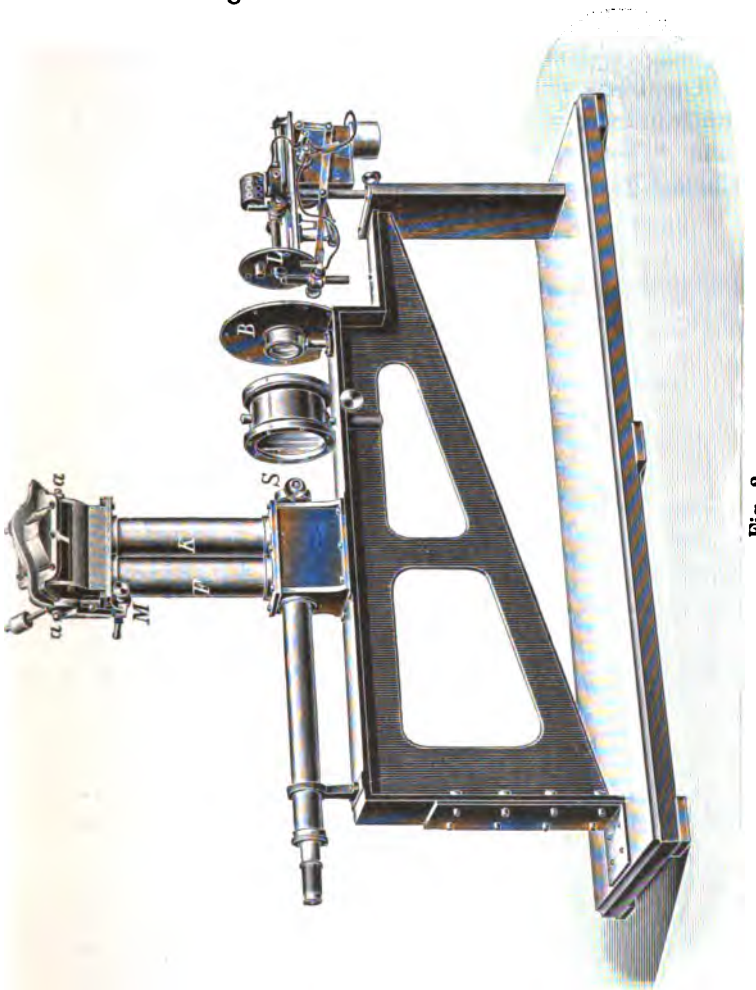


Fig. 2.

Das Fernrohrobjectiv kann durch eine Irisblende beliebig abgeblendet werden. Die Gussteile sind aus Magnalium gefertigt. An Stelle des Oculars kann ein zweiter Spalt eingesetzt werden, wenn man den Apparat zur monochromatischen Beleuchtung benutzen will.

Der Apparat ist auf Anregung von Prof. GAYLORD in Buffalo von SCHMIDT & HAENSCH in Berlin gebaut und soll zur Beleuchtung von Mikroskopen mit einfarbigem Licht dienen. Bei Anwendung kurzwelligen Lichtes vergrössert sich ja bekanntlich das Auflösungsvermögen eines Mikroskopes.

Die Dispersion des entworfenen Spectrums ist eine recht beträchtliche. Der Winkelabstand der FRAUNHOFER'schen Linien C und F beträgt $6^0\,8'$; die Schärfe der Linien ist auch bei 60facher Fernrohrvergrösserung tadellos.

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.

Jahrg. 4. Nr. 13.

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft.

74. Versammlung Deutscher Naturforscher und Aerzte in Karlsbad vom 21. bis 27. September 1902.

Abteilung 2: Physik einschl. Instrumentenkunde und wissenschaftliche Photographie (gemeinschaftlich mit der Deutschen Physikal. Gesellschaft).

Sitzung vom 22. September 1902 Nachmittags.

Vorsitzender: Hr. V. v. LANG (Wien).

Es trugen vor:

Hr. **L. Grunmach** (Berlin): Neue experimentelle Bestimmungen der Oberflächenspannung von Flüssigkeiten durch Messung der Wellenlänge der auf ihnen erzeugten Capillarwellen.

Hr. **E. Lecher** (Prag): Schirmwirkung der Gase gegen elektrische Schwingungen.

Hr. **E. Warburg** (Berlin): Ueber leuchtenden elektrischen Wind.

Sitzung vom 23. September 1902 Vormittags

(gemeinsam mit Abteilung 4: Chemie einschl. Elektrochemie).

Vorsitzender: Hr. E. WARBURG (Berlin).

Es trugen vor:

Hr. **K. Schaum** (Marburg): Ueber den photographischen Negativprocess.

Hr. **G. Billitzer** (Wien): Colloidale Metalle.

Hr. **E. Grimsehl** (Hamburg): Ueber den VOLTA'schen Fundamentalversuch.

Hr. **J. Traube** (Berlin): Beitrag zur Theorie von VAN DER WAALS.

Hr. **W. Marckwald** (Berlin): Das radioactive Wismut (Polonium).

Sitzung vom 23. September 1902 Nachmittags

(gemeinsam mit Abteilung 1: Mathematik, Astronomie und Geodäsie).

Vorsitzender: Hr. F. Meyer (Königsberg).

Es trugen vor:

Hr. **F. S. Archenhold** (Treptow): Eine neue Darstellung des Einflusses der Sonnenflecke auf die Erdatmosphäre.

Hr. **W. Kaufmann** (Göttingen): Ueber die magnetische Masse des Elektrons.

Hr. **M. Abraham** (Göttingen): Principien der Dynamik des Elektrons.

Sitzung vom 24. September 1902 Nachmittags.

Vorsitzender: Hr. A. Voller (Hamburg).

Es trugen vor:

Hr. **F. V. Dwelshauvers-Dery** (Lüttich) im Namen von Hrn. **P. de Heen** (Lüttich):

1. Eine neue Theorie der Wimshurst'schen Maschine.
2. Ueber einen Fall von Induction.

Hr. **M. Wien** (Aachen): Ueber die Empfindlichkeit des menschlichen Ohres für Töne verschiedener Höhe.

Hr. **R. Straubel** (Jena):

1. Zusammenhang zwischen Absorption und Auflösungsvermögen.
2. Ueber einen allgemeinen Satz der geometrischen Optik und einige Anwendungen.

Sitzung vom 25. September 1902 Nachmittags.

Vorsitzender: Hr. E. Lecher (Prag).

Es trugen vor:

Hr. **F. Dessauer** (Aschaffenburg): Ueber einen Versuch, die Durchdringungsfähigkeit der *X*-Strahlen unabhängig vom Vacuum zu reguliren.

Hr. **H. v. Schrötter** (Wien): Demonstration eines Apparates zur Bestimmung der chemischen Lichtintensität.

Hr. **Kotzauer** (Wien): Ursächliche Entwickelung der Naturerscheinungen und der Entwickelung derselben im Weltall aus zwei Grundstoffen.

Hr. **A. Voller** (Hamburg): Demonstration der SLABY'schen und BRAUN'schen Apparate zur Wellentelegraphie.

Hr. **M. Wien** (Aachen): Demonstration eines mechanischen Modelles zur BRAUN'schen Methode der Wellentelegraphie.

Hr. **R. Straubel** (Jena): Demonstration eines Interferenzmessapparates.

Ueber den Volta'schen Fundamentalversuch; von E. Grimsehl.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 28. September 1902.)

(Vgl. oben S. 259.)

Wohl keine Erscheinung ist in unserer Wissenschaft so vielfach beschrieben und besprochen, wie der sogenannte VOLTA'sche Fundamentalversuch. Besonders die Frage nach dem Ursprung der beim Berühren heterogener Leiter erster Klasse hervortretenden elektrischen Spannungsdifferenz hat zu ungezählten Abhandlungen geführt. Noch vor kurzem standen sich die beiden Ansichten gegenüber: „die Contacttheorie" und die „chemische Theorie"; erst in jüngster Zeit scheint die chemische Theorie endgültig den Sieg davon getragen zu haben. —

Wenn ich es nun heute wage, Ihnen über einige Versuche zu berichten, die die ältere Ansicht, die Contacttheorie, aufs neue stützen, so bin ich mir dessen wohl bewusst, dass man diesen Versuchen, besonders in den Reihen der Chemiker, mit einem gewissen Vorurteil begegnen wird. Trotzdem möchte ich die diesjährige Naturforscherversammlung dazu benutzen, Ihnen die Versuche unter Vorführung der gesamten Versuchsanordnung mitzuteilen, damit entweder auch diese Versuche und ihre Beweiskraft gestürzt werden, oder damit man sich aufs neue an den Gedanken der Möglichkeit einer Contactwirkung gewöhnt, um vielleicht manche Erscheinung zu erklären, deren Erklärung unter Zugrundelegung der chemischen Theorie mindestens gekünstelt erscheint.

Der Ausgangspunkt der ganzen Versuchsreihe war der Wunsch, im Schulunterricht eine möglichst einfache Anordnung zu benutzen, um geringe Spannungsdifferenzen mittels des Blättchenelektrometers nachzuweisen. Nach mehrfachen

Abänderungen construirte ich das vor Ihnen stehende Aluminiumblattelektrometer, das an Empfindlichkeit und Zuverlässigkeit alle anderen mir bekannten Blättchenelektrometer weit übertrifft. Eine genaue Beschreibung desselben findet sich in der neuesten Nr. 24 der Physikalischen Zeitschrift, weshalb ich hier auf eine nähere Beschreibung desselben verzichten kann. Bemerken will ich nur, dass man mit dem Apparat noch Spannungen von 1 Volt ohne Condensator bequem nachweisen kann. Mittels dieses Elektrometers konnte ich im Schulunterricht mancherlei Versuche bequem ausführen, zu denen man sonst das Quadrantelektrometer benutzt. Besonders gelang der sogenannte VOLTA'sche Fundamentalversuch in so zuverlässiger Weise, dass es sich fast von selbst darbot, diesen viel umstrittenen Versuch genauer zu verfolgen. Die ausserordentliche Constanz des Ausschlages war geradezu verblüffend. Auch als durch besondere Versuchsanordnungen die etwa vorhandene Reibung der Lackschicht, sowie die an der Berührungsstelle etwa auftretende chemische Differenz gänzlich beseitigt war, änderte sich an dem erzeugten Ausschlage nichts. Ich übergehe die Beschreibung dieser Versuchsanordnungen, da sie bei den definitiven Versuchen doch noch abgeändert wurde. Es blieb nur noch die Möglichkeit übrig, dass auf der Gesamtoberfläche der Platten eine chemische Einwirkung der Luft, speciell des Luftsauerstoffs, eintreten könnte. Sorgfältiges Einhüllen der ganzen Platten in eine möglichst gleichmässige Lackschicht diente als erster Schutz gegen atmosphärische Wirkungen. Der Ausschlag der Aluminiumblättchen oder besser die hieraus berechnete Spannung änderte sich nicht.

Da aber dieser Lackschutz doch kein unbedingtes Schutzmittel war, denn in etwa entstehende Sprünge desselben konnte der Sauerstoff der Luft eindringen, auch war ja während des Lackirens der Einfluss der Luft nicht ausgeschlossen, so entschied ich mich dazu, diese Lackschicht ganz zu verlassen und musste dafür sorgen, dass einerseits die condensirende Wirkung der beiden Platten auch ohne directe Berührung möglich war, dass andererseits die Versuche im abgeschlossenen Raume, der mit beliebigen Gasen gefüllt werden konnte, ausgeführt werden konnten.

Das Elektrometer und die Einfachheit der Handhabung des Condensators gestattete, den ganzen Apparat unter diese Glasglocke (Fig. 1) zu bauen. Nur bedurfte die Glasglocke einiger besonderer Vorrichtungen, damit alle Manipulationen, die bei einer längeren Versuchsreihe notwendig wurden, von aussen vorgenommen werden konnten.

Zuerst bedurfte es einer metallischen Ableitung des Elektrometergehäuses. Zu dem Zwecke ist die zur Aufstellung der Glocke dienende Glasplatte an einer Stelle durchbohrt und in diese Durchbohrung ist ein kurzer Messingstift eingekittet, der unten auf einem federnden Blechstreifen ruht, auf dem die hier unten befindliche Ableitungsklemme befestigt ist. Andererseits ist der Messingstift oben zu einer Platte mit kleiner Nute ausgebildet, auf welcher der eine als Stellschraube dienende Fuss des Elektrometers ruht. Die beiden anderen Füsse sind auf eine dicke Messingplatte aufgeschraubt, doch so, dass eine Neigung des Apparates durch die Stellschraube des ersten Fusses noch möglich ist. Diese dicke Messingplatte war nötig, damit bei den später erfolgenden Berührungen an den oberen Teilen des Elektrometers keinerlei Verschiebungen eintraten.

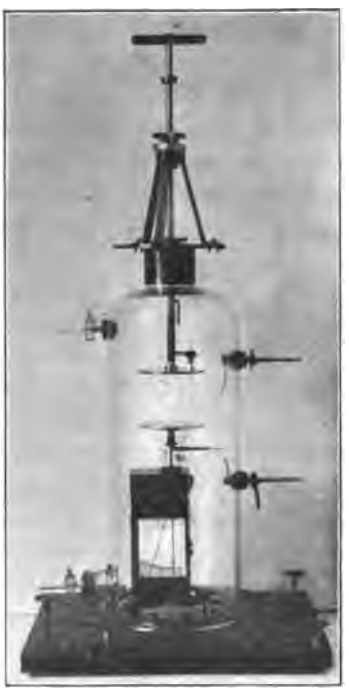


Fig. 1.

Um die obere bewegliche Condensatorplatte des Apparates in vorgeschriebener Weise bewegen, d. h. verschieben und drehen zu können, hat die Glasglocke oben einen Tubus, in dem eine Stopfbüchse möglichst centrisch und axial eingekittet ist. Die genaue Justirung der axialen Stellung der Stopfbüchse und der in derselben sich bewegenden Condensatorstange geschieht durch eine oberhalb der Stopfbüchse

sitzende Führungsschraube. Zu dem Zwecke besteht die obere Platte der Stopfbüchse aus einer grossen, kräftigen Messingscheibe, auf der drei Füsse durch Zug- und Druckschrauben befestigt sind. Diese Füsse laufen oben zusammen und sind an eine Mutter mit 1 mm Ganghöhe festgeschraubt. Der äussere Rand dieser Mutter trägt eine Trommelteilung in 100 Teile. In die Mutter ist eine genau passende Schraube eingesetzt, die so ausgebohrt ist, dass die Condensatorstange fast ohne Reibung hindurchgeht. An dem Rändelkopf der Schraube sitzt ein Index, der sich beim Drehen der Schraube über der Trommelteilung dreht. Durch Verstellung der an den drei Füssen der Führungsmutter sitzenden Zug- und Druckschrauben lässt sich eine äusserst genaue Justirung der axialen Stellung der Condensatorstange vornehmen. Die Condensatorstange trägt ferner noch einen durch Schrauben feststellbaren Anschlagring, welcher beim Abwärtsbewegen der Stange auf den Kopf der Führungsschraube stösst und somit die Abwärtsbewegung der Condensatorstange begrenzt. Es ist ersichtlich, dass durch die getroffene Anordnung die Begrenzung der Abwärtsbewegung bis auf 0,01 mm genau ausführbar ist.

Die Condensatorstange selbst ist eine cylindrische Messingstange, die an ihrem oberen Ende zur bequemen Handhabung eine Querstange trägt. An dem unteren in der Glasglocke sitzenden Ende befindet sich eine Messingverstärkung, die verhindert, dass die Stange ganz aus der Glocke herausgezogen wird. An diese schliesst sich nach unten ein kurzes Ende eines best isolirenden Hartgummistabes an, und an diesem ist die Messingfassung der oberen Condensatorplatte festgeschraubt. Die Messingfassung ist mit einem seitlichen Messingstab versehen, dessen äusseres Ende etwas über die Condensatorplatte hinausragt und auf dieses Ende ist eine Hülse festgeschraubt, an der ein oben und unten in einem Platindraht endigender, verticaler Arm befestigt ist. Die untere Condensatorplatte ist mittels dreier seitlichen Schrauben, die eine genaue Justirung der Stellung dieser Platte gestatten, auf der Elektrometerstange direct festgeschraubt. Die Elektrometerstange trägt einen seitlichen, in einen Platindraht endigenden Arm.

Um dem Innern der Glasglocke beliebige Gase zuführen zu können, oder um dieselbe evacuiren zu können, ist die Glasglocke an der einen Seite mit zwei Durchbohrungen versehen, in welche Glashähne luftdicht eingesetzt sind, und zwar sind diese Durchbohrungen möglichst am oberen und unteren Ende angebracht, um leichte oder schwere Gase bequem zuführen zu können.

Auf der den Glashähnen entgegengesetzten Seite sind zwei andere Durchbohrungen der Glaswand vorgenommen. In diesen sitzen die beiden Ladevorrichtungen für die beiden Condensatorplatten bez. für das Elektrometer. Die Ladevorrichtungen bestehen aus schlank conischen Messingaxen, die sorgfältig in isolirenden Führungen eingeschliffen sind, die mittels zweier Messingscheiben und dazwischen gelegten Lederscheiben luftdicht in die Glaswandungen eingesetzt sind. Die in die Führungen passenden Messingaxen endigen aussen in kleinen Messinghülsen zur Aufnahme von Klemmschrauben. Ausserdem haben die Axen aussen einen Rändelkopf und einen Hartgummigriff, mittels welchem sich die Axen drehen lassen. Im Innern der Glocke ist auf den Axen je ein gebogener seitlicher Arm angebracht, der in einen Platindraht endigt. Die Anordnung ist so getroffen, dass man durch eine Drehung am aussen befindlichen Hartgummigriff die an den Ladevorrichtungen befindlichen Platindrähte mit den an den Condensatorstangen bez. am Elektrometer befindlichen seitlichen Platindrähten in Berührung bringen kann. Der ganze Apparat ist auf ein kräftiges Holzbrett, das auf drei Stellschrauben ruht, montirt. Nachdem der Apparat auf einem festen Wandconsol mit äusserster Sorgfalt so aufgestellt und justirt war, dass das Elektrometer die höchste Empfindlichkeit zeigte, und dass sich beim Bewegen der oberen Condensatorplatte dieselbe absolut genau parallel der unteren bewegte (auf die Ausführung dieser Justirung gehe ich hier nicht ein), liess sich nachweisen, dass eine Hebung bez. Senkung der oberen Platte mit Sicherheit Trennung bez. möglichst vollkommene Berührung der beiden Platten herstellte. Da aber bei den seitlichen Berührungen mit den Ladevorrichtungen leicht eine minimale Verkantung der einen oder anderen Condensatorplatte eintrat, welche dann unbeabsichtigte Berührung bewirken konnte, so

wurde später bei den Versuchsreihen dauernd mit einem Plattenabstande von 0,05 mm gearbeitet. Dieses entspricht bei den vorliegenden Dimensionen der Platten ziemlich genau der Verstärkungszahl 100 des Condensators. Es war also bei dieser Anordnung möglich, noch Spannungen von 0,01 Volt sicher nachzuweisen. Spätere Versuche ergaben die Richtigkeit dieser Genauigkeit.

Bei der Ausführung der Spannungsmessungen war die Zinkplatte dauernd unten auf dem Elektrometer befestigt, die Kupferplatte war die bewegliche obere Platte. Die Spannungsmessungen wurden nach der Compensationsmethode in folgender Weise ausgeführt.

Der untere Ladearm stand durch einen Draht in leitender Verbindung mit der Grundplatte und dem Gehäuse des Elektrometers, welche ihrerseits dauernd mit der Erde leitend verbunden waren. Als Erde, also als Nullspannung diente bei allen Versuchen eine Ansteckdose, die in unmittelbarer Nähe des Apparates an der Wand befestigt war, und die durch einen dicken Kupferdraht mit der Gas- und Wasserleitung des Gebäudes verbunden war. Der verbindende Kupferdraht war an der Gas- und Wasserleitung angelötet. An derselben Ansteckdose war der negative Pol eines Accumulators, die negative Klemme eines Westonvoltmeters und das eine Ende eines 2 m langen, über einer Teilung aufgespannten Nickelindrahtes leitend angeschlossen. Der zweite Pol des Accumulators war unter Zwischenschaltung eines Ausschalters an das andere Ende des Nickelindrahtes angeschlossen, sodass längs des ganzen Drahtes die Spannungsdifferenz von 2 Volt, also pro Centimeter die Spannungsdifferenz 0,01 Volt herrschte.

Der obere Entladearm war mit der posiven Klemme des Voltmeters und mit einer auf dem Nickelindraht verschiebbaren Klemme verbunden. Man konnte also die an dem oberen Entladearm herrschende Spannung sowohl am Messdraht wie am Voltmeter ablesen. Da es sich nur um statische Ladungen des Ladearmes oder der Condensatorplatten handelte, war der Einfluss der Drahtverbindungen gleich Null. Die beiden Condensatorplatten waren vor dem Einsetzen in den Apparat eben geschliffen und polirt, dann waren sie einen Tag lang der ien Zimmerluft ausgesetzt. Nachdem so die Versuchsreihe

vorbereitet war, wurde die obere Condensatorplatte der unteren bis auf 0,05 mm genähert und durch Drehung der oberen Platte die leitende Verbindung der beiden Platten durch die angesetzten Platindrähte hergestellt. Dann wurde durch Rückwärtsdrehen der Platte die leitende Verbindung wieder unterbrochen und die obere Platte gehoben. Ein starker Ausschlag des Blättchens zeugte von positiver Spannung der Zinkplatte. Nun wurde die obere Platte wieder gesenkt und durch Drehen der Ladearme und Verschiebung der Klemme auf dem Nickelindraht versucht, der oberen Platte eine solche Ladung mitzuteilen, dass beim Hochheben der oberen Platte kein Ausschlag erfolgte. Dieses trat ein, als man der oberen Platte eine positive Ladung von 0,86 Volt zuführte und nach dieser Zuführung die Ladearme wieder zurückdrehte. Es war also bei einer künstlich zugeführten positiven Spannung von 0,86 Volt die condensatorische Wirkung der oberen Platte beseitigt; daraus folgt, dass die obere Platte ohne diese künstlich zugeführte Ladung gegenüber der unteren Platte eine negative Ladung von 0,86 Volt hatte. Diese beobachtete Spannung stimmt auch mit den sonst beobachteten Spannungen überein. Betrug die zugeführte Spannung mehr als 0,87 Volt oder weniger als 0,85 Volt, so trat beim Hochziehen der oberen Platte jedesmal ein durch ein Fernrohr beobachteter Ausschlag ein, der der Grösse nach ungefähr mit der Abweichung von 0,86 Volt porportional war. Genauere Messungen dieser Proportionalität wurden, weil ausserhalb des Rahmens der beabsichtigten Versuchsreihe liegend, nicht ausgeführt. Es wäre ja aber ein Leichtes gewesen, solche Messungen zu machen, wenn man in dem Beobachtungsfernrohr statt des Fadenkreuzes ein Ocularmikrometer angebracht hätte.

An drei aufeinander folgenden Tagen, am 4., 5. und 6. August, wurden diese Beobachtungen viele hundertmal mit absolut demselben Erfolge wiederholt.

Nun wurde die Glasglocke mit Leuchtgas gefüllt, indem das Leuchtgas durch den oberen Hahn einströmte und den Apparat durchströmte. Eine mehrfach wiederholte Messung der oben beschriebenen Art wurde dann noch am selben Tage und am folgenden Tage gemacht. Die Messung ergab genau dasselbe Resultat. Darauf wurde die Glasglocke mittels einer

Quecksilberluftpumpe evacuirt, wieder mit Leuchtgas gefüllt und wieder evacuirt. Auch jetzt trat keine Spannungsänderung ein. Nachdem die Glocke im evacuirten Zustande einen Tag lang gestanden hatte, wurde sie mit elektrolytisch entwickeltem Wasserstoffgas gefüllt. Dann wurde dieselbe Füllung nach jedesmaligem Leerpumpen an 10 aufeinander folgenden Tagen wiederholt. Zwischendurch blieb die Glocke zweimal einen Tag lang im evacuirten Zustande stehen. Auch jetzt änderte sich die Spannung nicht. Hierauf fand eine zweimalige Füllung mit Stickstoff, eine einmalige Füllung mit Kohlendioxyd und eine zweimalige Füllung mit Sauerstoff statt. Die letzte Sauerstofffüllung blieb dann bis zum 12. September unter der Glocke, an welchem Tage ich den Apparat auseinander nahm, um ihn für den heutigen Vortrag einzupacken.

Da nun bei allen diesen Versuchen absolut gar keine Veränderung der Spannung eintrat, so kann ich mir nicht recht vorstellen, wie man sich die chemische Wirkung der Gase denken soll. Auch wenn man annimmt, dass trotz aller Erneuerung und sorgfältiger Ausspülung der Glocke mit anderen Gasen noch Sauerstoffspuren vorhanden gewesen sind, die chemisch hätten einwirken können, so hätte nach meinem Dafürhalten wenigstens eine merkbare Veränderung der Spannung eintreten müssen; oder sollten die Sauerstoffspuren ein unerschöpflicher Born für elektrische Spannungen sein?

Ich habe die Absicht, dieselben Versuche noch auf einen längeren Zeitraum auszudehnen und werde zu gegebener Zeit die Versuchsresultate veröffentlichen. Die hier mitgeteilten Beobachtungen schienen mir aber schon der Mitteilung wert zu sein.

Ich kann mir nach diesen Messungsresultaten die entstehende oder vielmehr bestehende Spannungsdifferenz nur so vorstellen, wie es schon von Helmholtz in klarer Weise auseinandergesetzt ist, dass nämlich jedes Metall eine ihm eigentümliche specifische Spannung besitzt, die es sofort annimmt, wenn es leitend mit dem Nullpotential der Erde verbunden ist. Diese specifische Spannung ist aber energetisch unwirksam, sodass also zwei verschiedene Metalle, die ihre specifische Spannung schon angenommen haben, ihre verschiedenen Spannungen nicht ausgleichen, dass aber, wenn sie dieselben noch

nicht besitzen, so lange ein Ueberströmen elektrischer Ladung von dem einen zum anderen Metall erfolgt, bis die normale Spannungsdifferenz eingetreten ist.

Diese Ansicht widerspricht auch keineswegs dem Energiegesetze, wenn man nur bei den Metallen wohl unterscheidet zwischen der wirklich herrschenden und der energetisch wirksamen Spannungsdifferenz.

Wenn man die bei den beschriebenen Versuchen herrschende Anordnung schematisch aufzeichnet und dann den Energieinhalt der bewegten Condensatorplatte berechnet, so kommt man zu einem Urteil über den zur Bewegung der Platte erforderlichen mechanischen Arbeitsaufwand und über die bei der Berührung der Platten zum Ausgleich kommende elektrische Energie, die dann in Form von Stromwärme an die Umgebung abgegeben wird.

Es stelle L eine capacitätsfreie mit der Erde verbundene Leitung dar, an die an dem einen Ende die Kupferplatte Cu festgelötet ist. Das andere Ende der Leitung endige in derselben Horizontalebene in D. Eine Zinkplatte Zn möge horizontal beweglich so angebracht sein, dass sie ohne Erzeugung von mechanischer Lageenergie sowohl mit Cu in Berührung gebracht werden (Stellung A), wie auch mit dem capacitätsfreien Ende D der Leitung berührt werden kann (Stellung B).

Die auf der Kupferplatte wegen der dauernden Verbindung mit der Erde dauernd gleichbleibende Spannung möge als Nullspannung angenommen werden.

Macht man nun die Annahme, dass sich bei Berührung der Zinkplatte mit der Kupferplatte auf der Zinkplatte die dem Zink normal zukommende, oder die dem Zink specifische Spannung V herstellt, so lässt sich der Energieinhalt der Zinkplatte in den Stellungen A und B sowohl vor als nach der Berührung berechnen. Dabei ist aber auf einen wichtigen Unterschied aufmerksam zu machen. Da nämlich nach der oben gemachten Annahme die normale Spannung des Zinkes gleich V ist, so kann, wenn das Zink diese Spannung besitzt, bei der Berührung des Zinks mit dem Kupfer kein Spannungsausgleich erfolgen, es kann also weder ein Strom noch Stromwärme entstehen. Ein solcher Spannungsausgleich und daher

auch Wärmeerzeugung erfolgt nur, wenn diese normale Spannung gestört ist, sei es nun, dass das Zink eine höhere oder eine niedere als diese normale Spannung hat. Wir haben also bei der Berechnung der auf dem Zink herrschenden Spannung die wirkliche, also thatsächlich herrschende Spannung von der verfügbaren, also energetisch wirksamen oder nutzbaren Spannung zu unterscheiden. Diese energetisch wirksame Spannung ist gleich der um V verminderten wirklichen Spannung.

In derselben Weise ist dann auch der scheinbare Energieinhalt, der sich aus der wirklichen Spannung berechnet, zu

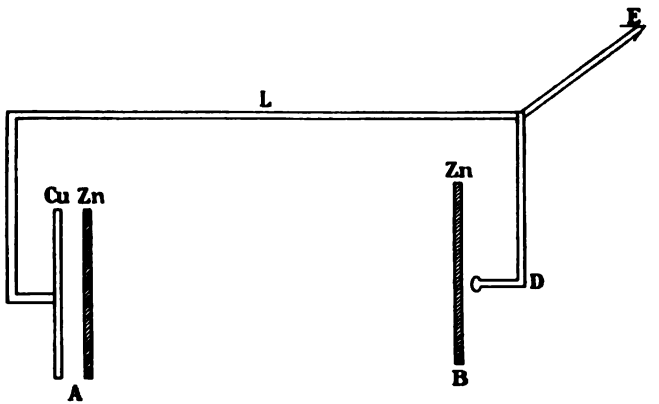


Fig. 2.

unterscheiden von dem wahren Energieinhalt, der nur von der energetisch wirksamen Spannung herrührt. Wir nehmen nun ferner an, dass die freie Zinkplatte ohne Annäherung an die Kupferplatte die Capacität K hat, und dass sie kurz vor der Berührung oder im Augenblicke der Berührung mit der Kupferplatte in A die Capacität nK hat, wo also n die Verstärkungszahl des Condensators (bei meinen Versuchen 100) bedeutet.

Die Werte des nach diesen Auseinandersetzungen berechneten Energieinhaltes der Zinkplatte in den Stellungen A und B vor und nach der Berührung sind in folgender Tabelle zusammengestellt:

	Capacität	Wirkliche Spannung	Verfügbare, energetisch wirksame Spannung	Scheinbarer Energieinhalt	Wahrer Energieinhalt	$\frac{1}{2}(n-1)^2 K V^2 = E$ gesetzt
In A nach Berührung	nK	V	$V - V = O$	$\frac{1}{2} n K V^2$	$\frac{1}{2} n K O^2 = O$ =	$A_2 = 0$
In B vor Berührung	K	nV	$nV - V = (n-1)V$	$\frac{1}{2} n^2 K V^2$	$\frac{1}{2}(n-1)^2 K V^2$ =	$B_1 = E$
In B nach Berührung	K	V	$V - V = O$	$\frac{1}{2} K V^2$	$\frac{1}{2} K O^2 = O$ =	$B_2 = 0$
In A vor Berührung	nK	$\frac{1}{n}V$	$\frac{1}{n}V - V = -\frac{(n-1)V}{n}$	$\frac{1}{2}\frac{1}{n} K V^2$	$\frac{1}{2} n K \frac{(n-1)^2 V^2}{n^2}$ =	$A_1 = \frac{1}{n} E$

Mittels dieser Werte ist sowohl der mechanische Arbeitsaufwand bei der Bewegung der Zinkplatte von A nach B und umgekehrt, nachdem jedesmal in der Anfangsstellung der Bewegung die Zinkplatte die Kupferplatte oder den Draht D berührt hatte, wie auch der bei der Berührung in A und B entstehende Strom, bez. die entstehende Stromwärme zu berechnen. Es ergiebt sich hieraus:

Mechanischer Arbeitsaufwand.

1. Bei Bewegung von A nach B . . . $B_1 - A_2 = E$
2. Bei Bewegung von B nach A . . . $A_1 - B_2 = \frac{1}{n} E$

Stromenergie.

1. Bei Berührung der Platten in B . . . $B_1 - B_2 = E$
2. Bei Berührung der Platten in A . . . $A_1 - A_2 = \frac{1}{n} E$

Es kommt also jedesmal nach Ausführung der Bewegung im einen oder anderen Sinne mit nachfolgender Berührung der ganze mechanische Arbeitsaufwand wieder in Form von Stromwärme zum Vorschein, und zwar, und das ist besonders hervorzuheben, in Form von positiver Stromwärme. Es bedarf also nicht des Heranziehens von PELTIER'scher Kälte, um das Entstehen des normalen Zustandes zu erklären. Es bedarf nur der Annahme, dass ein solcher normaler Zustand existirt.

Glaubt man an diesen normalen Zustand nicht, so ist allerdings auch die Energieberechnung anfechtbar. Ungezählte Versuche haben aber diese normale Spannungsdifferenz konstatirt, ja die von den verschiedenen Forschern mitgeteilten Werte derselben stimmen überein. Die Ihnen heute demonstrirte Versuchsanordnung ist nur eine neue Anordnung, die die Heranziehung oder die Notwendigkeit chemischer Kräfte mindestens unwahrscheinlich macht.

Nun erscheint mir die Annahme, dass zwei verschiedene Metalle einen normalerweise voneinander verschiedenen Spannungszustand besitzen, ebenso plausibel, wie die Verschiedenheit aller ihrer sonstigen specifischen Eigenschaften (spec. Gewicht, Leitungsvermögen, Wärme etc.). Ich sehe keinen zwingenden Grund ein, warum man die Spannung aller sich berührenden Körper als gleich ansehen soll. Thatsächlich nehmen wir ja auch heute bei der Dissociation der Elektrolyte das Bestehen verschieden elektrisch geladener Ionen unmittelbar nebeneinander an. Sollte nicht etwas Aehnliches auch bei metallischen Massen möglich sein?

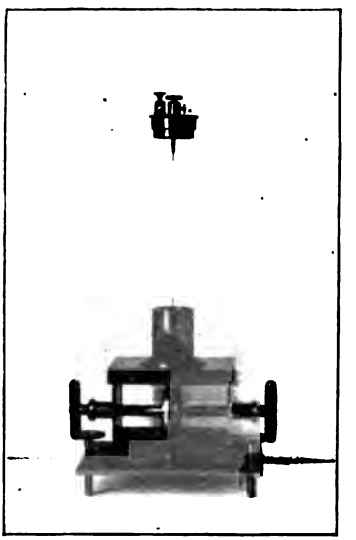


Fig. 3.

Gestatten Sie mir zum Schluss noch, Ihnen einen kleinen Apparat (Fig. 3) zu demonstriren, mittels welchem es mir gelungen ist, auch ohne Kondensator die elektrische Spannungsdifferenz der beiden Metalle Zink und Kupfer direct nachzuweisen. Der Apparat lässt die Frage nach der Herkunft der Ladung unberührt. Wenn man den Apparat, ähnlich wie das Elektrometer bei der vorhin beschriebenen Versuchsanordnung, in einen allseitig geschlossenen Raum einbaut, und dann diesen Raum mit den verschiedensten Gasen füllt, so wird er auch auf diese Frage Antwort geben. Der Apparat besteht aus einem durch zwei Glasplatten verschlossenen Messing-

gehäuse mit einem darauf gesetzten Glasrohr, das einen seitlichen Ansatz für die Spiegelablesung trägt. Das Glasrohr trägt an seinem oberen Ende die Aufhängevorrichtung für ein kreisförmiges Messingblech, das sich im unteren Gehäuse zwischen zwei gleich grossen Metallplatten drehen kann. Diese Metallplatten sind kreisförmig, bestehen aber jede zur Hälfte aus Zink, zur Hälfte aus Kupfer, welche beide Hälften längs eines Durchmessers der kreisförmigen Scheibe zusammengelötet sind. Diese beiden Metallplatten sitzen an den Enden zweier Messingstangen, die je in einer durch die Wände des Gehäuses gehenden Führung drehbar sind. Es ist bei der Herstellung des Apparates besonders Gewicht darauf gelegt, dass die beiden Führungen und die in denselben sich drehenden Messingstangen dieselbe Axe haben, sowie auch, dass bei der Drehung der Messingaxen die beiden Platten sich drehen, ohne im geringsten zu schlagen. An jeder Messingaxe ist aussen eine Querstange angebracht, die der Trennungslinie der beiden Metalle parallel läuft. Ausserdem sitzt auf jeder Führungsaxe ein feststellbarer Anschlagring. Wenn man die Axe in der Führung um 180° dreht, so wird hierdurch bewirkt, dass die Zink- und die Kupferhälfte der Metallscheiben ihre Lage miteinander vertauschen, ohne dass sonst irgend welche Aenderung an dem Apparate eintritt.

Die zwischen den Zink-Kupferplatten hängende Messingscheibe hängt an dem auf dem Glasrohr sitzenden Torsionskopf mittels eines dünnen Metallfadens. Durch eine auf dem Torsionskopfe sitzende Klemmschraube kann der Messingscheibe eine beliebige elektrische Ladung zugeführt werden. Endlich ist an der verlängerten Axe der Messingscheibe ein Ablesespiegel angebracht. Wenn man nun die beiden geteilten Metallscheiben der dazwischen hängenden Messingscheibe bis auf 1 mm nähert und durch Verstellung der Fussschrauben, sowie durch Drehen des Torsionskopfes es dahin bringt, dass die Messingscheibe genau mitten zwischen den geteilten Metallscheiben hängt, so wird, wenn die Aufhängung vollständig symmetrisch ist, die Messingscheibe auch dann ihre Lage unverändert beibehalten, wenn man ihr eine positive oder negative Ladung zuführt. Solch eine symmetrische Lage tritt dann ein, wenn die Trennungslinie der beiden Metalle auf den Platten

horizontal ist und bei beiden Platten entweder das Zink oder das Kupfer die obere Hälfte bildet. Desgleichen tritt keine Aenderung auch bei Zuführung irgend welcher Ladung ein, wenn bei beiden Platten die gleichen Metallhälften gleichzeitig vorne oder gleichzeitig hinten sind. Wenn man aber die Platten so dreht, dass bei der einen Platte die Zinkhälfte vorne, die Kupferhälfte hinten, bei der zweiten Platte dagegen die Kupferhälfte vorne und die Zinkhälfte hinten ist, so tritt bei Ladung der Messigscheibe eine Drehung ein. Der Sinn der Drehung ist stets so, dass das Zink positiv und das Kupfer negativ erscheint. Bei Vertauschung des Vorzeichens der Ladung oder nach Drehung der Metallplatten von 180° erfolgt die Drehung der Messingscheibe stets im umgekehrten Sinne.

Bei dem vor Ihnen stehenden Apparate betrug der beiderseitige Ausschlag bei einer zugeführten Ladung von 30 Volt Spannung und dem vorhin angegebenen Abstande 10 Min.

Ich habe noch nicht die Zeit gehabt, den Apparat sorgfältiger ausführen zu lassen, doch hoffe ich, dass besonders bei empfindlicherer Aufhängung auch schon geringere zugeführte Ladungen einen Ausschlag bewirken. Ich hatte die Absicht, statt des Messingbleches eine Doppelplatte aus Zink und Kupfer zwischen den beiden geteilten Metallplatten aufzuhängen, um so direct die gegenseitige anziehende Wirkung der Metalle ohne zugeführte Ladung zu untersuchen. Bei dem hier vorgeführten Apparate zeigte aber eine solche dazwischen gehängte Doppelplatte keinerlei Wirkung. Ob das auf die Unempfindlichkeit des Apparates zu schieben ist, oder ob trotz verschiedener Spannung keine gegenseitige Anziehung erfolgt (und das letztere vermute ich), werde ich untersuchen, sobald die Herstellung eines empfindlicheren Apparates erfolgt ist. Es war mir aber nicht möglich, einen solchen Apparat vor der Naturforscherversammlung noch fertig zu stellen, geschweige denn die Versuchsresultate hier mitzuteilen.

Eine neue Theorie der Wimshurst'schen Maschine;

von F. V. Dwelshauvers-Dery.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 23. September 1902.)

(Vgl. oben S. 260.)

Prof. DE HEEN hat mich beauftragt, Ihnen folgende Mitteilung zu machen:

Grundversuch. Wird durch eine schnelle Bewegung ein isolirter Körper AB in die Nähe eines geladenen Körpers C gerückt, so lädt sich AB gleichartig mit C (vgl. Fig. 1).

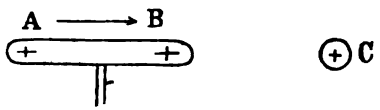


Fig. 1.

Diese Erscheinung kann nicht auf Influenz zurückgeführt werden, da die Ladung in A gleichartig mit der Ladung in B ist.

Wird die Bewegung in entgegengesetzter Richtung ausgeführt, sodass die Körper auseinander gebracht werden, dann nimmt die Bewegungsladung das andere Zeichen an (Fig. 2).

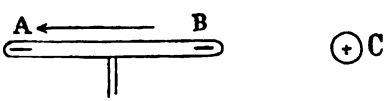


Fig. 2.

Theorie. Die WIMSHURST'sche Maschine bildet eine Anwendung dieser Eigenschaft der Bewegungsladung.

Bezeichnen wir durch Striche und punktirte Linien die zweite, unsichtbare Scheibe der Maschine (vgl. Fig. 3).

Nehmen wir an, dass in C eine Spur von elektrisch positiver Ladung vorhanden sei. Die Elemente des Kreisausschnittes $b\,O\,C$ nähern sich C; es entsteht in ihnen positive Bewegungsladung, deren Herankommen die Ladung in C verstärkt.

Im Kreisausschnitt COd findet zwar das Entgegengesetzte statt, jedoch ist die dadurch hervorgebrachte Entladung numerisch kleiner, weil die Fläche selbst kleiner ist.

Die Elemente des Kreisausschnittes dOE laden sich negativ, da sie sich von C entfernen, daher die negative Polarität von E, die sich allmählich verstärkt.

Eine Spur von elektrischer Ladung in C oder in E bestimmt also die Pole der Maschine. Um eine bestimmte Polarität zu erzielen, genügt es, C oder E mit der bewussten Elektricität zu laden.

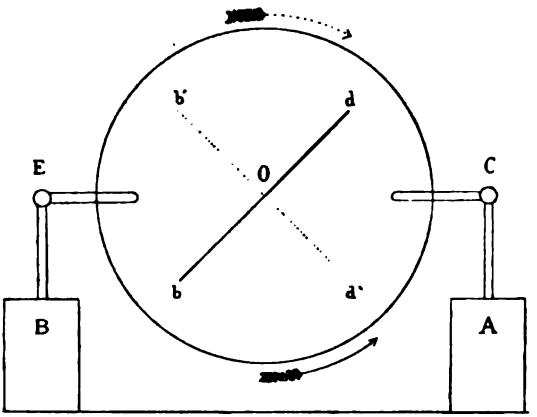


Fig. 3.

Im Vorstehenden haben wir bloss eine Scheibe betrachtet. Auf diese Weise reducirt, functionirt zwar der Apparat noch, jedoch so schwach, dass ein Elektroskop nötig ist, um die Ladung zu entdecken. Bedeutende Wirkungen setzen die vollständige Maschine voraus. Die zweite, unsichtbare Scheibe wirkt gleich der ersten, der positiv geladene Kreisausschnitt $b'OC$ verstärkt die positive Ladung in C; der negativ geladene Kreisausschnitt $d'OE$ verstärkt die negative Ladung in E. Das Wichtigste ist aber die gegenseitige Wirkung der beiden Scheiben aufeinander. Im Winkel dOd' z. B. nähern sich positiv geladene Elemente, die sich durch die entgegengesetzte Drehung mehr und mehr laden. Diese Wirkung ist am stärksten, wenn der Abstand zwischen den beiden Scheiben möglichst gering gemacht wird.

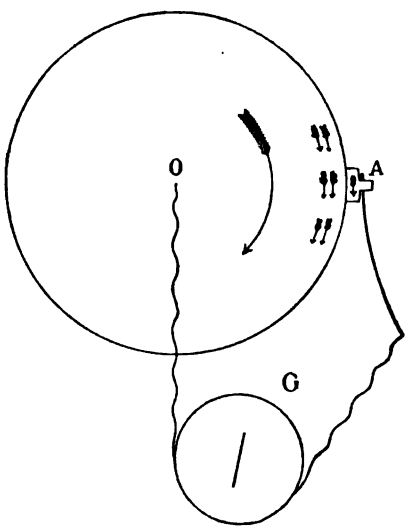
Ueber einen Fall von Induction;
von F. V. Dwelshauvers-Dery.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 23. September 1902.)

(Vgl. oben S. 260.)

Prof. DE HEEN hat mich beauftragt, Ihnen folgende Mitteilung zu machen:

DE HEEN nimmt an, dass die Teilchen eines elektrischen Körpers orientiert sind, ähnlich den Teilchen eines Magneten. Sobald eine äussere Ursache diese Orientation hervorgebracht hat, entwickelt sich der elektrische Strom. Die Erscheinung hat die grösste Aehnlichkeit mit dem statischen Versuche, den wir soeben besprochen haben.



Eine leichte Reibung genügt, um die Orientation zu bewirken. Lässt man z. B. ein Metallrad *O* auf einem festen Körper *A* reiben, so entsteht ein Strom, der durch ein Galvanometer *G* sichtbar gemacht werden kann.

Wir haben es hier nicht mit einem thermoelektrischen Strom zu thun, denn sobald die Drehung aufhört, nimmt die Nadel ihre Ruhestellung wieder ein. Die durch Reibung entwickelte Wärme würde einen anhaltenden Abstand verursachen.

Dreht man den Körper *A* um 90 Grad um seine Axe, so wird der Strom umgewendet, wie es die Lage der durch Pfeile angedeuteten Elemente voraussetzen lässt.

Diese Induction durch Reibung ist als eine Erweiterung der WEBER'schen unipolaren Induction anzusehen; letztere wird allerdings durch die magnetische Orientation der Elemente begünstigt.

Neue experimentelle Bestimmungen der Oberflächenspannung von Flüssigkeiten durch Messung der Wellenlänge der auf ihnen erzeugten Capillarwellen; von Leo Grunmach.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 22. September 1902.)

(Vgl. oben S. 259.)

Bei den Capillaritätsuntersuchungen, welche in den letzten beiden Decennien von der Normal-Aichungs-Commission im Anschluss an ihre aräometrischen Fundamentalversuche ausgeführt worden sind, um bei der Feststellung der deutschen Urnormale für Aräometer die von den Capillaritätserscheinungen herrührenden Unsicherheiten in aller Strenge zu berücksichtigen, war ausschliesslich die Steighöhenmethode zur Anwendung gekommen, bei welcher die Capillarconstante einer Flüssigkeit bestimmt wird aus der Höhe, bis zu welcher sie in einer Capillarröhre von bekannter Weite ansteigt. Bei der erhöhten Bedeutung, welche die sichere Kenntnis der Capillarconstanten in neuerer Zeit infolge der Untersuchungen von VAN DER WAALS, VON EÖTVÖS, RAMSAY und SHIELDS u. a. für die Molecularphysik gewonnen hat, erschien es deshalb wünschenswert und wichtig, noch eine zweite Messungsmethode zur Anwendung zu bringen, welche unabhängig von jeder Annahme über die Grösse des Randwinkels und unabhängig von der Natur und der Benetzungsart der Gefässwände überdies auch noch da mit Erfolg anwendbar zu sein schien, wo die Steighöhenmethode fast oder ganz versagt, nämlich, wenn es sich um die Untersuchung zäherer Flüssigkeiten, wie concentrirterer Zuckerlösungen, concentrirterer Glycerin- oder Schwefelsäuremischungen etc. handelt. Als solche Methode erschien die Capillarwellenmethode besonders geeignet, bei welcher die Capillarconstante einer Flüssigkeit bestimmt wird aus der Wellenlänge der Capillarwellen, die auf der Flüssigkeitsoberfläche durch Schwingungen bekannter Periode, am besten durch die Schwingungen einer mit Spitzen versehenen Stimmgabel, erzeugt werden können. Im Folgenden will ich die Ergebnisse der nach dieser Methode bei der Normal-Aichungs-Commission

während der letzten Jahre von mir ausgeführten Untersuchungen mitzuteilen mir erlauben.[1])

Allgemein erhält man für die Oberflächenspannung die Gleichung

$$\alpha = \frac{1}{2\pi}\sigma n^2 \lambda^3 - \frac{g\lambda^2\sigma}{4\pi^2} \text{ dynen/cm},$$

bez.

$$\alpha = \frac{1}{2\pi g}\sigma n^2 \lambda^3 - \frac{\lambda^2\sigma}{4\pi^2} \text{ gramm/cm}.$$

Hierin bedeuten g die Erdbeschleunigung, n die Schwingungszahl in der Secunde, σ die Dichte der Flüssigkeit und λ die Wellenlänge in Centimetern.

Bei Anwendung von Stimmgabeln hoher Schwingungszahl ist das zweite Glied nur von geringem Einflusse auf den Wert von α.

Um eine Vorstellung von dem Einflusse und der Grösse des von der Schwere herrührenden Correctionsgliedes $\lambda^2\sigma/4\pi^2$ zu gewinnen, seien einige numerische Werte desselben in g/cm, wie sie sich bei Anwendung der benutzten Stimmgabeln von 157 bez. 253 Schwingungen pro Secunde für Quecksilber, Wasser und Alkohol ergeben, hier mitgeteilt:

Quecksilber $\sigma = 13{,}552$	Wasser $\sigma = 0{,}999$	Alkohol $\sigma = 0{,}796$
für[2]) $\lambda = 0{,}209$ cm ist $\frac{\lambda^2\sigma}{4\pi^2} = 0{,}0150$ g/cm,	für $\lambda = 0{,}272$ cm ist $\frac{\lambda^2\sigma}{4\pi^2} = 0{,}0019$ g/cm,	für $\lambda = 0{,}186$ cm ist $\frac{\lambda^2\sigma}{4\pi^2} = 0{,}0007$ g/cm,
für $\lambda = 0{,}200$ cm ist $\frac{\lambda^2\sigma}{4\pi^2} = 0{,}0137$ g/cm,		
für $\lambda = 0{,}154$ cm ist $\frac{\lambda^2\sigma}{4\pi^2} = 0{,}0081$ g/cm,		
für $\lambda = 0{,}143$ cm ist $\frac{\lambda^2\sigma}{4\pi^2} = 0{,}0070$ g/cm	für $\lambda = 0{,}193$ cm ist $\frac{\lambda^2\sigma}{4\pi^2} = 0{,}0009$ g/cm	für $\lambda = 0{,}138$ cm ist $\frac{\lambda^2\sigma}{4\pi^2} = 0{,}0004$ g/cm

1) L. Grunmach „Wissensch. Abhandl. der Kais. Normal-Aichungs Commission", III. Heft, p. 101—198. 1902. Verfasser hat die Methode auch zur Bestimmung der Oberflächenspannung von geschmolzenen Metallen, sowie von verflüssigten Gasen angewendet. Vgl. L. Grunmach, Verhandl. d. Deutsch. Physik. Gesellsch. 1. p. 13. 1899; Ann. d. Phys. 3. p. 659. 1900; ferner L. Grunmach, Sitzungsber. d. k. Akad. d. Wissensch. zu Berlin, Gesamtsitzung vom 26. Juli 1900; Ann. d. Phys. 4. p. 367. 1901 und L. Grunmach, Sitzungsber. d. k. Akad. d. Wissensch. zu Berlin, Gesamtsitzung vom 25. Juli 1901; Ann. d. Phys. 6. p. 559. 1901.

2) Diese Werte von λ entsprechen den beobachteten Grenzwerten der Wellenlängen.

Da in der Gleichung für die Oberflächenspannung die Schwingungsanzahl in der zweiten und die Wellenlänge in der dritten Potenz vorkommt, so hat eine Unsicherheit in der Bestimmung dieser beiden Grössen eine zweimal bez. dreimal so grosse Unsicherheit in der Bestimmung der Oberflächenspannung zur Folge. Um numerisch den Einfluss festzustellen, welchen die Unsicherheit in der Kenntnis der Schwingungsanzahl bez. der Wellenlänge oder der Dichte der zu untersuchenden Flüssigkeit auf die Genauigkeit der Bestimmung ihrer Oberflächenspannung hat, differentiire man die Gleichung

$$\alpha = \frac{n^2 \lambda^3 \sigma}{2\pi}$$

der Reihe nach partiell nach n bez. nach λ und σ.

Nimmt man dann an, dass die Unsicherheit in der Bestimmung von n eine Schwingung in der Secunde, in der Bestimmung von λ 0,01 mm und in der Bestimmung von σ eine Einheit der dritten Decimale betrage, so ergiebt sich, dass bei Anwendung einer Stimmgabel von 157 Schwingungen in der Secunde die Genauigkeit der Bestimmung der Oberflächenspannung beeinflusst wird durch

	bei Quecksilber,	bei Wasser
einen Fehler von $\partial n = 1$	um etwa 1,3 Proc.	um etwa 1,3 Proc.
„ „ „ $\partial \lambda = 0{,}01$ mm	„ „ 1,4 „	„ „ 1,1 „
„ „ „ $\partial \sigma = 0{,}001$	„ „ 0,01 „	„ „ 0,1 „ ,

und dass bei Anwendung einer Stimmgabel von 253 Schwingungen in der Secunde die Genauigkeit der Bestimmung der Oberflächenspannung beeinflusst wird durch

	bei Quecksilber,	bei Wasser
einen Fehler von $\partial n = 1$	um etwa 0,8 Proc.	um etwa 0,8 Proc.
„ „ „ $\partial \lambda = 0{,}01$ mm	„ „ 2,0 „	„ „ 1,5 „
„ „ „ $\partial \sigma = 0{,}001$	„ „ 0,01 „	„ „ 0,1 „

Man erkennt hieraus, dass die Genauigkeit der Bestimmung der Oberflächenspannung vorzugsweise von der Sicherheit abhängig ist, mit welcher die Schwingungsanzahl der erregenden Stimmgabel bekannt ist, und von der Genauigkeit, mit welcher die Wellenlänge der Capillarwellen gemessen werden kann.

Die Hauptanforderung, welche man an eine Stimmgabel zur Erzeugung bequem und sicher messbarer Capillarwellen

zu stellen hat, ist die, dass ihr Ton ein starker und möglichst lange andauernder ist. Auf die Dauer des Tönens sind aber nicht nur die Natur und die Behandlungsweise des Materials und die Dämpfung der Flüssigkeit, sondern auch Form und Dimensionen der Stimmgabel von grösstem Einflusse. Bei den im Folgenden mitzuteilenden Versuchen kamen zwei von Hrn. Mechaniker Hans Heele aus bestem Dannemora-Gussstahl hergestellte Stimmgabeln zur Verwendung, deren Maassverhältnisse sich nach vielen mit verschieden dimensionirten Stimmgabeln ausgeführten Vorversuchen als die günstigsten ergeben hatten.

Bei der ersten beträgt die Länge der Zinken 15 cm, die Breite des rechteckigen Querschnitts derselben 1,4 cm und die Dicke 0,7 cm. Der innere Abstand der unteren Zinkenenden beträgt 1,4 cm, der weiteste oben am Sattel 1,9 cm. In die unteren Flächen der Zinken, und zwar genau in die Mitten derselben, sind feine Gewinde gebohrt, in welche die beiden genau gleich langen (1,3 cm), mit Gewinden versehenen Stahlspitzen fest eingeschraubt sind. Sie liegen in einer Ebene, ihr Abstand beträgt abgerundet 2,05 cm. Die Schwingungsanzahl ist von der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt bestimmt und durch die Gleichung gegeben

$$n_t = 253{,}13 - 0{,}0025\,(t - 19{,}1^\circ) \pm 0{,}05.$$

Mit ihrem Stiel ist die Stimmgabel in einen starken prismatischen eichenen Halter von quadratischem Querschnitt unverrückbar fest eingeschraubt und wird bei den Versuchen in verticaler Lage in einem Stativ von folgender Form befestigt. (Fig. 1.) Eine starke nivellirbare Grundplatte trägt zwei solide verticale Säulen, welche durch zwei starke, parallele, in derselben Verticalebene liegende horizontale Querbalken miteinander verbunden sind. In der Mitte dieser Querbalken befinden sich quadratische Oeffnungen, welche genau gleich gross sind und vertical untereinander liegen, sodass durch sie hindurch der quadratisch geformte Stimmgabelhalter mit sanfter Reibung geführt und durch zwei Druckschrauben festgeklemmt werden kann. Eine Feinverstellung der Stimmgabel in verticaler Richtung kann mittels eines am oberen Ende des Stimmgabelhalters befindlichen Schraubengewindes bewirkt werden.

Bei der zweiten, grösseren Stimmgabel beträgt die Länge

der Zinken bis zum Sattel 24 cm, der rechteckige Querschnitt derselben hat 2,6 cm Breite und 1,2 cm Dicke, der innere Abstand der Zinken ist am unteren Ende 0,7 cm, der weiteste am Sattel 1,8 cm. Anstatt der Stahlspitzen sind in die unteren Flächen, und zwar wieder in die Mitten derselben, auf das sorgfältigste gearbeitete Platinspitzen eingeschraubt, die in einer Ebene liegen und deren Abstand 1,8 cm beträgt. Mit ihrem Stiel ist die Gabel wieder in einen sehr starken prismatischen Halter von gleichseitig dreieckigem Querschnitt fest eingeschraubt, welcher in einem dem vorhin beschriebenen ähnlichen, nur bei weitem stärker gebauten Stativ auf- und abbewegt und befestigt werden kann. Die Verticalbewegung wird mittels Trieb- und Zahnstange bewirkt.

Die Schwingungsanzahl der ganzen oder Doppelschwingungen, welche die Stimmgabel bei der Temperatur t^0 C. in der Secunde ausführt, wenn sie in dem dazu gehörigen Stativ mit nach unten hängenden Zinken eingespannt mit kleiner Amplitude schwingt, ist nach Bestimmungen der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt durch die Formel gegeben:

$$n_t = 156{,}94 - 0{,}016\,(t - 19) \pm 0{,}03.$$

Die zu untersuchenden Flüssigkeiten befanden sich in hinreichend tiefen und weiten Gefässen, um störende Einflüsse, welche durch Reflexion der Wellen an den Wänden, sowie durch Reibung an der Bodenfläche hervorgerufen werden könnten, auszuschliessen, und zwar anfänglich in einem cylindrischen Porzellangefässe, welches auf einer starken, durch drei Stellschrauben zu horizontirenden Eisenplatte ruhte, die auf die Grundplatte des Stativs aufgesetzt war (Fig. 1). Im Laufe der Versuche erwies sich indessen diese Aufstellung nicht ausreichend, um fremde störende Erschütterungen der Flüssigkeitsoberfläche auszuschliessen.

Durch die Schwingungen der erregenden Stimmgabel wurden nämlich Vibrationen des Stimmgabelstativs und also auch der Grundplatte hervorgerufen, die auch auf die Flüssigkeitsoberfläche störend einwirkten. Zur Beseitigung derselben wurde deshalb bei den späteren Versuchen in der Grundplatte des Stativs ein grosser kreisförmiger Ausschnitt gemacht, durch welchen hindurchragend das Flüssigkeitsgefäss auf einem besonderen dreifussartigen Untersatz ruhte, sodass also Flüssig-

keitsgefäss und Stimmgabelstativ, beide unabhängig voneinander, fest aufgestellt waren. Um schliesslich aber auch noch von gewissen, die Oberflächenspannung in hohem Maasse beeinflussenden Nachwirkungserscheinungen unabhängig zu werden, welche zuerst von Hrn. QUINCKE als „elastische Nachwirkung" bei Flüssigkeitsoberflächen bezeichnet und untersucht worden sind, und die darin bestehen, dass die Oberflächenspannung der Flüssigkeiten, wenn letztere mit der atmosphärischen Luft in Berührung stehen, mit der Zeit stark abnimmt, und zwar für verschiedene Flüssigkeiten um verschiedene Beträge, die bis zu 30 Proc. und mehr ansteigen, so ist als Flüssigkeitsgefäss, nach einer von Hrn. RÖNTGEN herrührenden Idee, ein Doppeltrichterapparat angewandt worden, welcher es ermöglicht, in jedem beliebigen Zeitmomente eine frische neue Flüssigkeitsoberfläche herzustellen und unmittelbar darauf, sozusagen in statu nascendi die Oberflächenspannung derselben zu bestimmen.

In Figg. 2 und 3 sind zwei Formen des Doppeltrichterapparates dargestellt. Der kleinere kam ausschliesslich bei den Versuchen mit Quecksilber zur Verwendung. Bei den Messungen der anderen Flüssigkeiten wurde der grössere Apparat angewandt, welcher nach demselben Principe construirt ist. Die zu untersuchende Flüssigkeit wird bei Anwendung des Pressluftballes D aus der WOLF'schen Flasche F durch das dreimal rechtwinklig gebogene Steigrohr S, welches, wenn es mit Flüssigkeit angefüllt ist, wie ein Heber wirkt, unter Vermittelung zweier federnder Glasspiralen in die innere trichterförmige Schale T_1 geleitet, deren oberer Rand eben geschliffen ist. Durch die Hähne H_1 und H_2 kann der Zufluss regulirt bez. abgeschlossen werden, während die über den Rand von T_1 überfliessende Flüssigkeit durch das seitlich am Halse des T_1 umschliessenden Trichtergefässes T_2 angeschmolzene Abflussrohr R abfliesst.

Das zur Messung der Wellenlängen benutzte Ablesemikroskop hat die durch Fig. 4 dargestellte, nach meinen Angaben von der Firma SCHMIDT & HÄNSCH ausgeführte Form. Unmittelbar hinter dem Oculare befindet sich der Mikrometerschlitten M, der zwei in derselben Ebene liegende Fadenkreuzpaare enthält, welche einzeln durch besondere Schrauben

T_1 und T_2 relativ gegeneinander bewegt und in einer beliebigen gegenseitigen Entfernung, die im Maximum dem Abstande (2,05 cm) der beiden Stimmgabelspitzen entspricht, eingestellt werden können. Unabhängig von diesen Fadenkreuzpaaren lässt sich in einer zu ihrer Ebene parallelen und von ihr um die Fadendicke entfernten Ebene ein (dritter) verti-

Fig. 1.

caler Spinnewebfaden mittels der feinen Mikrometerschraube *A* bewegen, welche an ihrem Ende mit einer in 100 Teile geteilten Messtrommel versehen ist. Mittels der Schraube *B* wird das Ablesemikroskop auf die richtige Sehweite eingestellt. Das Ocular *O* kann durch eine ABBE'sche Autocollimationsvorrichtung ersetzt werden, welche es ermöglicht, mit Hülfe eines an der Stimmgabel zu befestigenden Planspiegels die optische Axe des Mikrometermikroskopes senk-

recht zur Stimmgabelaxe und zu der durch die beiden Stimmgabelspitzen bestimmten Ebene zu stellen.

Der Untersuchung unterworfen worden sind: Quecksilber, welches im Vacuum destillirt worden war, destillirtes Wasser, und zwar sowohl käuflich bezogenes wie solches, welches kurz vor den Versuchen in einer silbernen, innen stark vergoldeten Destillationsblase destillirt worden war, ferner absoluter Alkohol, wässerige Zuckerlösungen verschiedener Concentration, welche aus chemisch reinem Rohrzucker und destillirtem Wasser hergestellt und hernach unter Erwärmung von der absorbirten Luft mittels einer Wasserstrahlluftpumpe möglichst vollständig befreit worden waren, russisches Leuchtöl und amerikanisches Mineralöl und endlich wässerige Schwefelsäuremischungen verschiedener Concentration, welche aus chemisch reiner concentrirter Schwefelsäure und destillirtem Wasser in grossen Mengen bei möglichst geringer Wärmeentwickelung hergestellt worden waren. Die Dichten der Flüssigkeiten wurden vor und nach den Versuchen auf das sorgfältigste aräometrisch bestimmt.

Fig. 2.

Die gesamten Beobachtungen sind der Versuchsanordnung gemäss in zwei Hauptgruppen zu teilen: Die erste, bei weitem umfangreichere Hauptgruppe umfasst die während der Jahre 1896—1900 an Quecksilber, Wasser, absolutem Alkohol, Leuchtöl, Mineralöl, wässerigen Zuckerlösungen und verdünnter Schwefelsäure verschiedener Concentration gemachten Beobachtungen.

Bei diesen Versuchen, die im grossen auf constanter Temperatur zu erhaltenden Comparatorsaal des alten Dienstgebäudes der Normal-Aichungs-Commission ausgeführt worden sind, diente zur Aufnahme der Flüssigkeiten die einfache cylindrische Porzellanschale, in welche die zu untersuchende Flüssigkeit entweder hineinfiltrirt, wie z. B. Quecksilber, oder direct aus den zur Aufbewahrung dienenden Flaschen hineingegossen

wurde, sodass die Flüssigkeitsoberfläche eine verhältnismässig lange Zeit mit der atmosphärischen Luft in Berührung war, bevor mit den Messungen begonnen werden konnte. Die ganze Versuchsanordnung befand sich auf einer grossen starken Eichenholzplatte, die mit starken Eisenzwingen auf einer grossen

Fig. 3.

kreisrunden Eisenplatte festgeklammert war, die ihrerseits in den östlichen isolirten Pfeiler des Comparatorsaales eingegypst war. Wenn auch diese Versuche für einige Flüssigkeiten trotz aller Mühe und Sorgfalt, die darauf verwendet wurde, sie und ihr Aufnahmegefäss rein zu erhalten, insofern nicht ganz zufriedenstellende Ergebnisse lieferten, als sie für Quecksilber wegen der „elastischen Nachwirkung" seiner Oberfläche zu

kleine Werte der Capillarconstante ergaben, und bei Zuckerlösungen und besonders bei verdünnter Schwefelsäure je nach

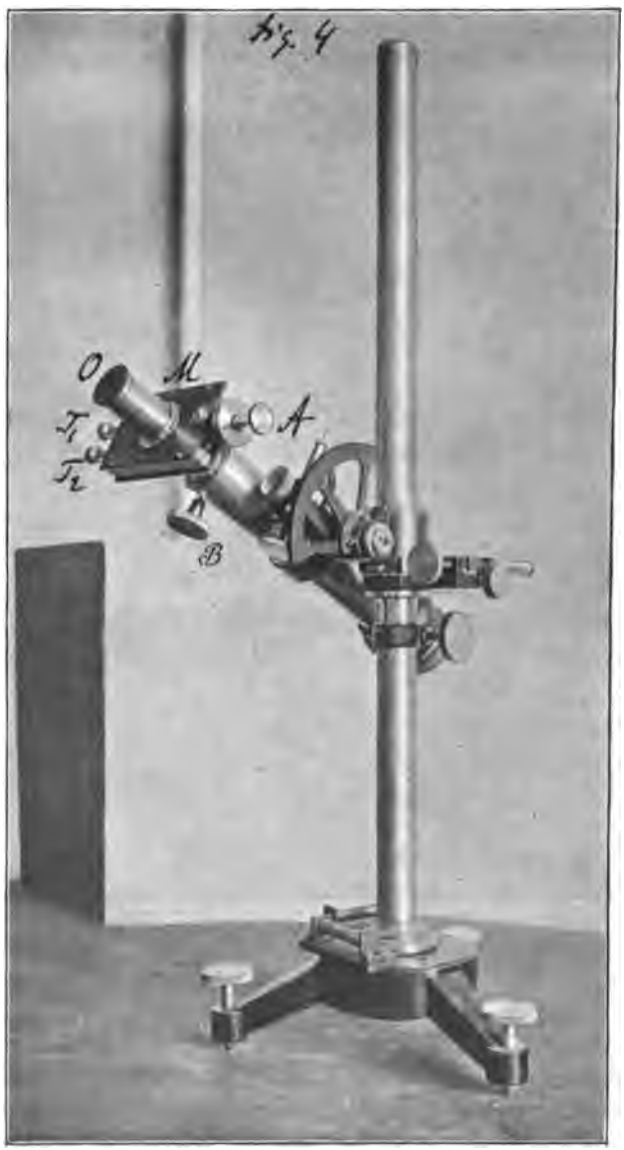


Fig. 4.

dem Grade der Reinheit der umgebenden Luft grössere Abweichungen in den einzelnen Beobachtungsreihen zu Tage traten, so sind dieselben in der Originalabhandlung[1]) doch in extenso mitgeteilt worden, einmal um zu zeigen, was sich bei dieser Versuchsanordnung erreichen lässt, und dann im Gegensatze dazu die Vorzüge der bei der zweiten Hauptgruppe von Beobachtungen anwendeten Versuchsanordnung erkennen zu lassen.

Die zweite Hauptgruppe umfasst die im Jahre 1901 ausgeführten Beobachtungen, bei welchen sich die Versuchsanordnung auf einer starken, durch eiserne Streben getragenen Wandconsole im westlichen Eckzimmer der oberen Etage des neuen Dienstgebäudes der Normal-Aichungs-Commission befand. Bezüglich der Stabilität ist zwar diese Aufstellung nicht so günstig, wie die im Comparatorsaale; von wesentlicher Bedeutung ist aber die Anwendung der vorhin beschriebenen Doppeltrichterapparate, welche es ermöglichen, in jedem Zeitmoment eine reine frische Flüssigkeitsoberfläche zur Bestimmung der Capillarconstante herzustellen und bei nicht zu leicht beweglichen Flüssigkeiten, wie z. B. bei Wasser und bei verdünnter Schwefelsäure die Beobachtungen sogar bei beständig sich erneuernder Oberfläche auszuführen, d. h. also vollständig unabhängig zu werden von den sogenannten „elastischen Nachwirkungen“ und an Oberflächen zu beobachten, wie sie reiner und frischer nicht hergestellt werden können. Versuche mit dieser Anordnung sind bereits für Quecksilber, Wasser, Alkohol und verdünnte Schwefelsäure verschiedener Concentration ausgeführt worden und werden auch auf die anderen Flüssigkeiten ausgedehnt werden.

Aus den vorliegenden Untersuchungen ergiebt sich:

1. Für reines Quecksilber, und zwar unmittelbar nach Herstellung einer frischen Oberfläche bei ca. 18° C. für die Oberflächenspannung der Wert 0,50 g/cm, welcher aber sofort, wenn das Quecksilber mit der Luft in Berührung bleibt, herabsinkt und von Minute zu Minute kleiner wird, um sich nach etwa 15—30 Min. dem längere Zeit constant bleibenden Werte 0,41 bis 0,40 zu nähern. Für Quecksilber, welches vor Staub und gröberer Verunreinigung geschützt, in grösserer

1) L. Grunmach, Wissensch. Abhandl. d. Kais. Normal-Aichungs-Commission, III. Heft, p. 125—139 ff.

freier Oberfläche Tage lang mit der atmosphärischen Luft in Berührung bleibt, sinkt der Wert bis auf etwa 0,33, also fast um 34 Proc. des Maximalwertes.

2. Für reines destillirtes Wasser, und zwar für eine ganz frische (beständig sich erneuernde) Oberfläche beträgt die Oberflächenspannung bei 17° C. 0,077 g/cm.

3. Für chemisch reinen absoluten Alkohol, welcher von atmosphärischer Luft abgeschlossen gewesen, beträgt die Oberflächenspannung für eine ganz frische, beständig sich erneuernde Oberfläche $0{,}019_5$ bei 22,8° C. (Dichte 0,7888), für absoluten Alkohol, dessen freie Oberfläche etwa $^1/_2$ Stunde lang mit der atmosphärischen Luft in Berührung bleibt, $0{,}021_3$ bei 18,4° C. und für absoluten Alkohol, der häufiger und längere Zeit mit der Luft in Berührung war und deshalb nicht mehr (wenn auch aräometrisch nicht nachweisbar) als wasserfrei angesehen werden kann, $0{,}026_7$ bei 17,7° C. Das stete Anwachsen der Zahl deutet darauf hin, dass der Alkohol durch Absorption der in der atmosphärischen Luft enthaltenen Feuchtigkeit allmählich an der Oberfläche wasserreicher wird.

4. Für verdünnte Schwefelsäure ergiebt sich folgende Tafel:

Procent	Dichte	Specifische Cohäsion	Oberflächenspannung	Temperatur
10	1,067	0,0723	0,0771	19,0
20	1,140	0,0687	0,0783	21,8
30	1,217	0,0650	0,0791	21,9
40	1,306	0,0615	0,0803	19,4
50	$1{,}392_4$	0,0597	0,0832	20,7

5. Für russisches Leuchtöl bei 15,3° C. (Dichte 0,821) beträgt die Oberflächenspannung 0,031 g/cm.

6. Für amerikanisches Mineralöl bei 15,4° C. (Dichte 0,756) beträgt die Oberflächenspannung 0,030 g/cm.

Die für wässerige Zuckerlösungen erhaltenen, in der Originalabhandlung mitgeteilten Werte sollen noch nicht als endgültige angesehen werden, da diese Flüssigkeiten bisher nur in dem einfachen Gefässe, welches die Herstellung einer reinen Oberfläche nicht genügend sicherte, untersucht worden sind und erst noch bei Anwendung des Doppeltrichterapparates

untersucht werden sollen. Auch die Bestimmung der Temperaturcoefficienten der Oberflächenspannung der vorher aufgeführten Flüssigkeiten soll noch einer besonderen Untersuchung vorbehalten bleiben. Der hauptsächliche Wert unserer Untersuchungsmethode besteht, wie nochmals besonders hervorgehoben sei, darin, dass sie es ermöglicht, in jedem Zeitmomente eine reine, absolut frische Oberfläche herzustellen und bei beständig sich erneuernder Oberfläche zu beobachten und deshalb vollständig unabhängig zu werden von dem zeitlichen Einflusse der Luft auf die Oberflächenspannung. Geradezu unentbehrlich ist sie für die Untersuchung von Flüssigkeiten, welche Wasser stark absorbiren, wie z. B. Schwefelsäure oder absoluter Alkohol, Schwefeläther etc.

Der einzige Einwand, der gegen die Methode erhoben werden, die einzige Fehlerquelle, die sie beeinflussen könnte, besteht darin, dass ein fremder, der Luft ausgesetzter Körper, nämlich die Stimmgabelspitzen, welche durch Adsorption mit einer Lufthaut von grösserer oder geringerer Dicke behaftet sind, in die Flüssigkeit getaucht werden und deren Oberflächenspannung verändern können. So beschreibt Hr. Fridtjof Nansen eine Reihe von exacten Versuchen, die er gelegentlich seiner Polarexpedition bei Untersuchungen über die Dichte des Meerwassers ausgeführt hat, aus denen hervorgeht, dass die Oberflächenspannung des Wassers beim Eintauchen von festen Körpern eine Aenderung erfährt, und zwar vergrössert wird, wenn ein trockener Körper eingetaucht wird, weil dieser die vorhandene Wasserhaut an sich zieht und die Ausbildung einer neuen Haut bewirkt, dagegen verkleinert wird, wenn ein feuchter Körper eingetaucht wird, weil die auf ihm befindliche Flüssigkeitsschicht sich dann auf der Wasseroberfläche ausbreitet. Von Einfluss dürfte deshalb auch der Feuchtigkeitsgehalt der Luft sein, dessen ständige Beobachtung sich überhaupt bei Capillaritätsbestimmungen empfiehlt. Auch von dieser kleinen Fehlerquelle würde man frei werden, und die Methode würde eine ideale werden, wenn es gelänge, ohne jede Vermittelung schwingender Spitzen, sondern nur auf dem Wege einfacher Resonanz sicher messbare Capillarwellen auf Flüssigkeitsoberflächen zu erzeugen. Versuche nach dieser Richtung sind auch bereits in Angriff genommen.

Ueber den photographischen Negativprocess; von Karl Schaum.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 23. September 1902.)

(Vgl. oben S. 259.)

Im Interesse der Aufklärung wichtiger Fragen habe ich an der Hand mikroskopischer und mikrometrischer Untersuchungen die Structur des unentwickelten und des fertigen Negatives studirt. Die wesentlichsten Ergebnisse sind folgende:

Während des die Empfindlichkeit in hohem Maasse steigernden Reifungsvorganges findet eine planare Vergrösserung des Bromsilberkornes bis zu etwa 0,000009 mm^2 statt. Die Dicke der Schicht unentwickelter Negative beträgt für Momentplatten durchschnittlich 0,024 mm; Diapositivplatten zeigen geringere, orthochromatische Platten höhere Werte. Vom Wassergehalt ist sowohl die Schichtdicke wie auch die Empfindlichkeit abhängig; letztere wächst, wenn man das Negativ über concentrirter Schwefelsäure trocknet. Die Zahl der Bromsilberkörner in der obersten Schicht eines Schleussnernegatives beträgt (bei 860facher Vergrösserung gezählt) 270000 pro 1 mm^2. Steigert man die Belichtungs- und die Entwickelungsdauer, so wächst im fertigen Negativ die Zahl der Silberkörner in der Volumeneinheit, die Dicke der Silberkornschicht und die Grösse der Silberpartikel. Die häufig bestrittene Abhängigkeit der Grösse der Silberkörner von Belichtungs- und Entwickelungszeit lässt sich auch an primär fixirten und secundär mit silbersalzhaltigem Entwickler hervorgerufenen Negativen nachweisen und bildet einen wichtigen Beweis für die Richtigkeit der zuerst von Ostwald gegebenen Erklärung des Entwickelungsmechanismus (Silberkeimwirkung). — Reifung, normales und solarisirtes latentes Bild lassen sich durch Oxydationsmittel zerstören. Solarisirend belichtete Negative können nach Vorbaden in Ammoniumpersulfat normal entwickelt werden. Be-

sonders bemerkenswert erscheint die Beobachtung des Vortragenden, dass Platten und Papiere, welche stundenlang dem Tageslicht ausgesetzt waren, durch Behandeln mit Ammoniumpersulfat — wenn auch unter Herabsetzung der Empfindlichkeit — wieder zur Aufnahme etc. gebrauchsfähig gemacht werden können.

Die Ausführungen wurden während des Vortrages durch Projection von Mikrophotogrammen etc. erläutert.

Ueber leuchtenden elektrischen Wind;
von E. Warburg.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 22. September 1902.)

(Vgl. oben S. 259.)

Bei der Spitzenentladung in Luft- und anderen Gasen von atmosphärischem Druck beschränkt sich die Lichterscheinung an der negativen Spitze auf einen leuchtenden Stern: das negative Glimmlicht Geissler'scher Röhren, welches bei dem hohen Druck und der kleinen Stromstärke auf einen winzigen Raum sich zusammenzieht.

In Stickstoff jedoch, welcher durch glühendes Kupfer von Sauerstoff befreit ist, sieht man bei hinreichend grosser Stromstärke, wie sie z. B. durch einen Hochspannungsaccumulator zu erzielen ist, von dem Stern einen feinen Lichtpinsel ausgehen. Bei meinen Versuchen, bei welchen die verticale Spitze in der Axe eines 4,5 cm weiten verticalen, zur Erde abgeleiteten Platincylinders sich befand, war der Lichtpinsel auch nach dieser Axe gerichtet. Indem man dem gläsernen Versuchsgefässe unten einen 1,6 cm weiten cylindrischen, mit dem Platincylinder conaxialen Fortsatz gab, sah man im Dunkeln den Lichtpinsel in dieses Rohr hineinlaufen, wobei er sich mehr und mehr verbreiterte und als breites weissliches Band bis auf 8 cm Entfernung von der Spitze sichtbar blieb. Drahtnetze werden von dem Lichtpinsel durchdrungen, trifft er auf eine Gefässwand, so fliesst er als weissliche Wolke an derselben entlang. Ist er gut entwickelt, so zeigt das Gas nach Oeffnen des Stromes das Phänomen des Nachleuchtens.

Aus dem Gesagten geht hervor, dass man in dem Lichtpinsel leuchtenden elektrischen Wind vor sich hat: das an der Spitze gleichnamig mit dieser elektrisirte Gas wird durch die elektrische Kraft von der Spitze fortgetrieben (elektrischer Wind); es hat an der Spitze durch den Strom eine chemische Veränderung erlitten und diese bildet sich auf dem Wege des fortströmenden Gases unter Nachleuchten zurück. So bleibt

das fortströmende Gas oder der elektrische Wind auf seinem Wege durch ein Phänomen des Nachleuchtens sichtbar.

Der Strom, welcher von horizontalen, vom Lichtpinsel getroffenen Metallplatten aufgenommen wird, ist nur ein sehr kleiner Bruchteil des ganzen, von der Spitze kommenden, der Hauptsache nach zum Platincylinder gehenden Stromes. Die elektrische Convection durch den elektrischen Wind ist also eine geringfügige Begleiterscheinung des Spitzenstromes, keineswegs, wie zuweilen angenommen wird, der ganze Spitzenstrom.

Erhöht man die Sauerstofffreiheit des Gases, indem man es mit heissem Natriummetall behandelt, welches man auf elektrolytischem Wege in das gläserne Versuchsgefäss eingeführt hat, so wird der Lichtpinsel sehr verkürzt und das Nachleuchten nach Oeffnen des Stromes wird nicht mehr bemerkt. Die beschriebenen Erscheinungen sind daher an eine kleine Beimengung von Sauerstoff zum Stickstoff gebunden.

Demonstration eines Apparates zur Bestimmung der chemischen Lichtintensität; von Hermann v. Schrötter.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 25. September 1902.)

(Vgl. oben S. 261.)

Der vorgeführte Apparat hat den Zweck, eine serienweise Messung der chemischen Lichtintensitäten, insbesondere im Ballon sowie am Gletscher zu ermöglichen, worüber der Vortragende bereits am diesjährigen Internationalen aëronautischen Congress in Berlin kurz Mitteilung gemacht hat. Die zur Messung benutzte Methode besteht in der Schwärzung lichtempfindlichen Normalpapieres nach Bunsen-Roscoe, ein Verfahren, das von Wiesner modificirt, von diesem zum Studium des photochemischen Klimas benutzt worden ist. In vorliegendem Falle sind die Expositionszeiten constant gewählt, die Auswertung der belichteten Papierstreifen erfolgt später.

Der Apparat gestattet, und darin liegt ein zweiter wesentlicher Punkt, gleichzeitige Bestimmungen des Unter- und Oberlichtes und erlaubt damit deren relatives Verhalten unter verschiedenen Umständen — Fahrt über Wolken, über der freien Erde etc. — zahlengemäss festzustellen. Der entsprechend präparirte Papierstreifen wird an drei gegeneinander verstellten Spalten durch ein Uhrwerk vorbeigeführt; die Unterbrechung des Ganges bez. die Herstellung der gewünschten Expositionszeit wird durch ein elektrisches Contactwerk geregelt.

Genauere Angaben über die definitive Construction des Apparates und seine Verwendung werden binnen kurzem an anderer Stelle erfolgen. Die gewonnenen Resultate werden die über die Wärmestrahlung bisher ermittelten Ergebnisse ergänzen können. Der Apparat wurde von der Firma A. Moll in Wien verfertigt.

Ueber die Empfindlichkeit des menschlichen Ohres für Töne verschiedener Höhe;

von Max Wien.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 24. September 1902.)

(Vgl. oben S. 260.)

Es ist allgemein bekannt, dass unser Ohr ebenso wie unser Auge nur für einen bestimmten Bereich von Schwingungszahlen empfindlich ist. Sehr langsame Schallschwingungen und sehr schnelle hören wir gar nicht oder nur sehr unvollkommen.

Wie hängt nun innerhalb des Bereiches der hörbaren Töne die Empfindlichkeit von der Tonhöhe ab? Setzt sie plötzlich ein, bleibt dann innerhalb eines bestimmten Bereiches constant, um dann plötzlich wieder abzufallen — so würde es eigentlich die Helmholtz'sche Resonanztheorie verlangen —, oder steigt sie langsam bis zu einem — vielleicht spitzen — Maximum an und fällt dann allmählich wieder ab? Sind innerhalb dieser Grenzen sehr grosse Unterschiede in der Empfindlichkeit? Hört man z. B. einen Ton von 2000 Schwingungen in der Secunde 10, 1000 oder eine Million mal so gut, wie einen Ton von 50 Schwingungen?

Beginnen wir zunächst mit der oberen und unteren Grenze der hörbaren Töne. Dass über diese Grenzen gestritten wird, dass man noch nicht einig darüber ist, ob die Hörbarkeit bei 10 oder bei 40 Schwingungen beginnt, beweist, dass keine scharfe Grenze vorhanden sein kann. Ebenso liegt es bei den hohen Tönen, während früher allgemein eine Schwingungszahl von 20—30 000 als Grenze angenommen wurde, zeigen Versuche mit der neuen Edelmann'schen Galtonpfeife, dass wir noch 45 000 Schwingungen wahrnehmen können: die Empfindlichkeit nimmt mit der Höhe stark ab, aber die Hörbarkeit

geht wohl noch viel weiter, wenn man nur die Intensität genügend zu steigern vermag. Sowohl bei den sehr tiefen wie bei den sehr hohen Tönen ist kein plötzlicher, sondern ein allmählicher Abfall der Empfindlichkeit vorhanden, der sich über mehrere Octaven hinzieht.

Im Folgenden ist als Maass für die Empfindlichkeit stets die Reizschwelle angesehen, d. h. die Empfindlichkeit ist umgekehrt proportional der Tonintensität, welche eine gerade noch merkliche Empfindung im Ohre erzeugt. Die Tonintensität ist definirt als die Energie der Schallbewegung, welche durch ein Quadratcentimeter senkrecht zur Schallrichtung pro Secunde hindurchtritt. An Stelle dieser Energie kann man natürlich auch die Amplitude oder die Geschwindigkeit eines Luftteilchens oder auch die Druckdifferenzen der Schallbewegung bestimmen, aus denen sich die Energie dann berechnen lässt.

Um die Empfindlichkeit des Ohres für verschiedene Schwingungszahlen festzustellen, könnte man sich etwa folgenden Versuch angestellt denken: das Ohr wird luftdicht abgeschlossen, die Luft in dem abgeschlossenen Raume wird durch einen sich schnell hin und her bewegenden Stempel verdickt und verdünnt. Man verkleinert die Excursionen der Stempelbewegung, bis man gerade keinen Ton mehr wahrnimmt. Wenn man nun den Stempel beliebig schnell zwischen 10 mal und 50 000 mal in der Secunde hin und her bewegen könnte, so wäre mit einem solchen Apparat die Aufgabe leicht zu lösen. Leider ist solch' eine Maschine nicht construirbar. In einem bekannten Apparat haben wir aber etwas sehr Aehnliches: nämlich im Hörtelephon. Wir drücken dasselbe, um gut hören zu können, unwillkürlich so fest an den Kopf, dass ein annähernd luftdichter Abschluss erfolgt.[1]) Die Bewegung der Platte entspricht der Bewegung des Stempels. Die Excursionen der Telephonplatte sind in gewissen Grenzen proportional der Stromamplitude, die sich leicht messen lässt. Solange man sich in dem Gebiet unter 500 oder 1000 Schwingungen pro Secunde bewegt, erhält man auch für gleichen Strom gleiche Excursionen. Bei höheren Schwingungszahlen

1) Lord Rayleigh, Phil. Mag. (5) 38. p. 294. 1894.

bewirken jedoch die Eigentöne der Platte Complicationen; welchen Einfluss dieselben haben, wird sich sogleich zeigen.

Telephonempfindlichkeit.

Vorbedingung für die Telephonversuche sind möglichst reine Sinusströme, damit einfache Töne erzeugt werden. Für die tieferen Töne wurden dieselben durch einen Sinusinductor, für die höheren durch eine Wechselstromsirene erzeugt. Ich kann hierauf nicht näher eingehen, da ich schon mehrfach, speciell vor 2 Jahren auf der Aachener Naturforscherversammlung darüber berichtet habe.

Die Minimalströme, welche für mein Ohr einen eben noch merklichen Ton hervorrufen, sind in der Tabelle I für verschiedene Schwingungszahlen (N) angegeben. Bei allen vier untersuchten Telephonen ist der Verlauf im grossen Ganzen gleich: Für die tiefen Töne sind die Ströme verhältnismässig stark, dann werden sie schnell schwächer, ein Minimum erreichen sie zwischen $N = 700$—3000, darauf nehmen sie wieder zu. Die Empfindlichkeit des Ohres ist nach obigem umgekehrt proportional dem Quadrat dieser Ströme.

Tabelle I.

Empfindlichkeit verschiedener Telephone.

Nr.	Bell	Apel	Siemens I.	Siemens II.	
64	190000	5000	1800	1200	10^{-8} Amp.
128	15000	510	220	150	10^{-8} „
256	1050	40	20	13,5	10^{-8} „
512	150	10	1,7	2,7	10^{-8} „
720	—	—	1,5	0,8	10^{-8} „
1024	18	3,5	3,0	1,35	10^{-8} „
1500	30	2,3	6,0	2,4	10^{-8} „
2030	130	3,5	0,8	3,0	10^{-8} „
2400	—	5,0	2,0	1,0	10^{-8} „
2800	70	—	—	—	10^{-8} „
4000	230	70	50	30	10^{-8} „
8000	2500	170	700	400	10^{-8} „
16000	12000	1000	2200	1700	10^{-8} „

Es kommen unter den Zahlen für dasselbe Telephon Verhältnisse der Ströme von 1 : 10000, also Verhältnisse der Empfindlichkeit von $10^8 : 1$ vor. Das kann man natürlich nicht graphisch auftragen. In der Fig. 1 habe ich statt dessen die Logarithmen als Ordinaten aufgetragen. Insofern hat dies auch eine innere Berechtigung, als nach dem WEBER-FECHNER'schen Gesetz die Empfindung mit dem Logarithmus des Reizes wächst.

Der Verlauf der drei Curven — für das BELL'sche o o o das APEL'sche × × × und das SIEMEN'sche Telephon II • • • — ist,

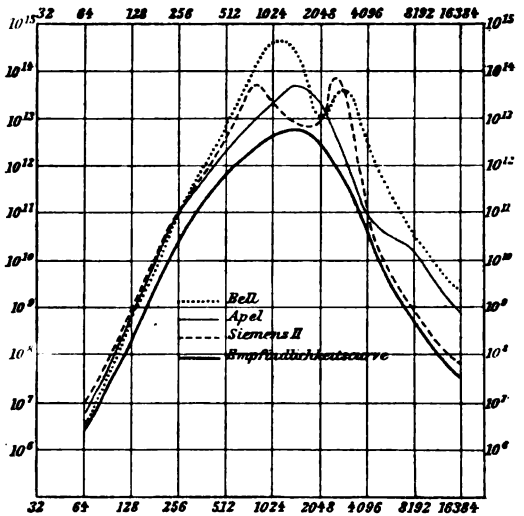


Fig. 1.

wie gesagt, im grossen Ganzen gleich, nur die Eigentöne der Platte des betreffenden Telephons machen sich durch mehr oder weniger grosse Höcker geltend. Wenn man eine Linie zieht, die immer unter den Telephoncurven bleibt, so wird auf diese Weise die Wirkung der Eigentöne der Hauptsache nach eliminirt und wir erhalten einen Anhalt für die wirkliche Empfindlichkeit des Ohres. Die ausgezogene Curve der Fig. 1 stellt diese Empfindlichkeit dar. Die nähere Untersuchung lehrt, dass für tiefere Töne bis zu etwa 2000 Schwingungen die Empfindlichkeit ohne allzu grosse Fehler durch die Curve dargestellt sein dürfte, während der zweite Teil wegen der

unbekannten Schwingungsform der Telephonplatte unter dem Einfluss der höheren Eigentöne sehr viel weniger zuverlässig ist.

Obgleich das Ganze nur die rohe Grössenordnung geben kann, so steht doch so viel fest, dass ganz ausserordentlich grosse Unterschiede in der Empfindlichkeit des Ohres für die verschiedenen Töne vorhanden sind, so liegt z. B. die Reizschwelle für den Ton 64 mehr als eine Million mal höher als für den Ton 1500. Diese Unterschiede sind so gross, dass ihre Ursache der Hauptsache nach nicht in dem akustischen Teil des Gehörorganes, also etwa in dem stärkeren oder schwächeren Mitschwingungen der CORTI'schen Membran gesucht werden darf.

Das Maximum der Empfindlichkeit liegt zwischen den Tönen 700 und ca. 3000, also in dem Gebiet, wo sich auch die wichtigsten „charakteristischen Töne" der Vocale und Consonanten unserer Sprache befinden.

Ich würde es nicht gewagt haben, Ihnen diese immerhin auf ziemlich unsicherer Grundlage beruhenden Zahlen und Curven vorzuführen, wenn nicht eine strengere Methode einen grossen Teil derselben bestätigt hätte.

Normale und kranke Ohren.

Ehe ich jedoch dazu übergehe, möchte ich mit ein paar Worten auf die Verwendung der Telephonmethode zu Gehörprüfungen eingehen.

Hier sind gar keine Bedenken vorhanden: bei ein und demselben Ton ist die Tonamplitude proportinal der Plattenamplitude und diese proportional der Stromintensität. Man kann also direct die Empfindlichkeit eines normalen und kranken Gehöres miteinander vergleichen, indem man für beide die eben noch hörbaren Stromintensitäten misst.

Die Empfindlichkeitscurven normaler Ohren liegen auffallend nahe bei einander, die Abweichungen übersteigen kaum die Fehlergrenzen. Erst bei höheren Tönen ($N = 8000$) werden sie grösser. Die Tab. II und die Curven Fig. 2 (I) geben die Resultate der Beobachtungen bei 5 Personen verschiedenen Alters, 20 (R.) bis 56 (F.) an. J_w ist der Minimalstrom für mein rechtes Ohr.

Tabelle II.

Empfindlichkeit normaler Ohren.

	$\frac{J^2}{J_w^2}$	log	$\frac{J^2}{J_w^2}$	log	$\frac{J^2}{J_w^2}$	log
N =	400		4000		8000	
R.	1,0	0	0,8	+0,1	0,47	+0,33
W.	1,0	0	1,0	0	1,0	0
V.	5,0	−0,70	4,0	−0,6	81	−1,9
O.	1,0	0	3,8	−0,58	209	−2,5
F.	2,25	−0,35	4,0	−0,6	324	−2,5

Tabelle III.

Zwei verschiedene Grade von Taubheit.

N =		60	120	200	500	1000	2000	4000	8000
W. l. O.	$\frac{J^2}{J_w^2}$	25	56	225	121	225	256	1681	13225
	log	1,4	1,6	2,3	2,1	2,3	2,4	3,2	4,1
A.	$\frac{J^2}{J_w^2}$	43	10^4	—	$6{,}7.10^5$	$1{,}7.10^6$	—	$1{,}2.10^7$	—
	log	1,6	4,0	—	5,4	6,2	—	7,1	—

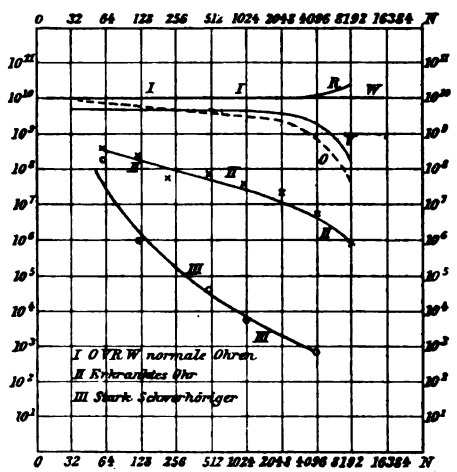


Fig. 2.

Ganz anders verhalten sich erkrankte Ohren. Ich war zufällig in der Lage selbst an mir Untersuchungen anstellen zu können, indem ich im vorigen Juni und Juli links an einem acuten Mittelohrcatarrh litt. Die Resultate sind unter W. l. O. in der Tab. III und unter II in der Fig. 2 angegeben. Die Differenzen sind sehr viel grösser und steigen von 25 bei $N = 64$ bis 13225 bei $N = 800$.

Die letzten Reihen der Tab. III gelten für einen wirklich Schwerhörigen. Hier liegt die Reizschwelle schon ca. 1 Million ($N = 2000$) und sogar 10 Millionen (4000) mal höher als die des normalen Ohres. Den Ton 8000 konnte er auch bei der höchsten mir zur Verfügung stehenden Intensität nicht hören. Immerhin verstand dieser Mann noch lautes Sprechen in der Nähe ganz gut, war also nicht zu den „Tauben" zu rechnen.

Ueberall ist hervortretend, dass die hohen Töne relativ viel schlechter von erkrankten Ohren gehört werden, als die tiefen. Ich konnte auch deutlich die Aenderung der Klangfarbe obertonreicher Geräusche wie Klirren etc. erkennen, je nachdem ich sie mit dem rechten oder linken Ohr verfolgte.

Absolute Empfindlichkeit der Ohren.

Helmholtz hat gezeigt, wie man die Schallintensität an irgend einem Orte ausserhalb berechnen kann, wenn man die Luftbewegung an der Mündung einer Pfeife kennt. In ähnlicher Weise lässt sich auch die von einer schwingenden Platte an irgend einem entfernten Orte erzeugte Tonintensität berechnen.

Die Versuche wurden so angestellt, dass der obere Teil des Holzgehäuses eines Bell'schen Telephons entfernt wurde, und dafür die Platte mittels eines dicken Messingringes festgeklemmt wurde. Das so eingerichtete Telephon wurde dann auf einem grossen Blech, das in der Mitte ein Loch von der Grösse der Telephonplatte besass, befestigt und das Ohr der Mitte der Platte gegenüber in einer Entfernung $\varrho = 30$ cm gehalten (vgl. Fig. 3). Die Amplitude der Telephonplatte für $^1/_{100}$ Amp. wurde in dem Bereich von Schwingungszahlen, in dem die Beobachtungen gemacht wurden, mikroskopisch gemessen.

Die Untersuchungen wurden bei Nacht im grossen Hörsaal des Institutes mit intermittirenden Tönen gemacht und zwar von zwei unabhängigen Beobachtern. Die Resultate sind in der Tab. IV gegeben. Darin bedeutet N die Schwingungszahl, J den Minimalstrom für die beiden Beobachter W. und F., a_0 die Amplitude der Mitte des Telephons, u_ϱ die durch die Bewegung der Telephonplatte am Orte ϱ erzeugte Geschwindigkeit der Luftteilchen, a_ϱ die Amplitude, $\Delta p/p_0$ die Druckamplitude in Atmosphären, ΔE die Energie der Luftbewegung, also die eigentliche Tonintensität, $\Delta E'$ die zur Erzeugung einer Tonempfindung nötige Energie in $\mu\mu$ mg bez. in g-Cal., wobei mit Auerbach und v. Kries angenommen ist, dass ein Ton beliebiger Höhe 15 Schwingungen hindurch andauern muss, um die Empfindung zu ihrer vollen Stärke anwachsen zu lassen.

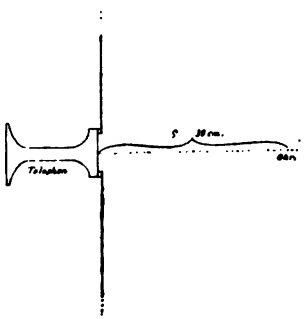


Fig. 3.

Tabelle IV.

Absolute Empfindlichkeit.

N	J Amp. W.	J Amp. F.	$\frac{a_0}{J}$	a_0 cm W.	a_0 cm F.	$\frac{u_\varrho}{a_0}$	u_ϱ cm sec^{-1} W.	u_ϱ cm sec^{-1} F.	u_ϱ cm sec^{-1} M.
200	$5{,}1 \cdot 10^{-3}$	$7{,}0 \cdot 10^{-3}$	0,0029	$1{,}5 \cdot 10^{-5}$	$2{,}0 \cdot 10^{-5}$	12,3	$1{,}9 \cdot 10^{-4}$	$2{,}5 \cdot 10^{-4}$	$2{,}2 \cdot 10^{-4}$
400	$2{,}2 \cdot 10^{-4}$	$1{,}6 \cdot 10^{-4}$	0,0031	$7{,}0 \cdot 10^{-7}$	$5{,}1 \cdot 10^{-7}$	40,2	$2{,}8 \cdot 10^{-5}$	$2{,}1 \cdot 10^{-5}$	$2{,}5 \cdot 10^{-5}$
600	$4{,}1 \cdot 10^{-5}$	$8{,}0 \cdot 10^{-5}$	0,0034	$1{,}4 \cdot 10^{-7}$	$2{,}8 \cdot 10^{-7}$	85	$1{,}15 \cdot 10^{-5}$	$2{,}3 \cdot 10^{-5}$	$1{,}7 \cdot 10^{-5}$
1050	$2{,}1 \cdot 10^{-6}$	$4{,}0 \cdot 10^{-6}$	0,0053	$1{,}1 \cdot 10^{-8}$	$2{,}2 \cdot 10^{-8}$	257	$2{,}8 \cdot 10^{-6}$	$5{,}6 \cdot 10^{-6}$	$4{,}2 \cdot 10^{-6}$

N	a_ϱ	$\frac{\Delta p}{p_0}$	ΔE W.	ΔE F.	ΔE M.	$\Delta E'$ $\mu\mu$ mg	$\Delta E'$ g-Cal.
200	$1{,}7 \cdot 10^{-7}$	$9{,}0 \cdot 10^{-9}$	$7{,}0 \cdot 10^{-7}$	$1{,}3 \cdot 10^{-6}$	$1{,}0 \cdot 10^{-6}$	0,25	$6{,}0 \cdot 10^{-16}$
400	$1{,}0 \cdot 10^{-8}$	$1{,}0 \cdot 10^{-9}$	$1{,}6 \cdot 10^{-8}$	$9{,}3 \cdot 10^{-9}$	$1{,}3 \cdot 10^{-8}$	$1{,}6 \cdot 10^{-3}$	$4{,}0 \cdot 10^{-18}$
600	$4{,}6 \cdot 10^{-9}$	$7{,}0 \cdot 10^{-10}$	$2{,}8 \cdot 10^{-9}$	$1{,}1 \cdot 10^{-8}$	$6{,}6 \cdot 10^{-9}$	$5{,}0 \cdot 10^{-4}$	$1{,}25 \cdot 10^{-18}$
1050	$6{,}3 \cdot 10^{-10}$	$1{,}7 \cdot 10^{-10}$	$1{,}6 \cdot 10^{-10}$	$6{,}5 \cdot 10^{-10}$	$3{,}8 \cdot 10^{-10}$	$1{,}8 \cdot 10^{-5}$	$4{,}2 \cdot 10^{-20}$

Die absoluten Werte stimmen der Grössenordnung nach recht gut mit früheren Messungen überein. RAYLEIGH bestimmte mit Hülfe abklingender Stimmgabeln für

$$N = 200 \quad \frac{\Delta p}{p_0} = 8{,}5 \,.\, 10^{-9}, \qquad N = 384 \quad \frac{\Delta p}{p_0} = 6 \,.\, 10^{-9},$$

$$N = 512 \quad \frac{\Delta p}{p_0} = 6 \,.\, 10^{-9}.$$

Nur der letzte Wert erscheint gegenüber den meinigen zu hoch. Mittels HELMHOLTZ'scher Resonatoren bestimmte ich auf durchaus andere Art in einer früheren Arbeit für

$$N = 440 \quad \frac{\Delta p}{p_0} = 8 \,.\, 10^{-10}.$$

Bei der Messung der absoluten Empfindlichkeit ist natürlich die relative mitgegeben. Wegen der durch die Eigentöne der Telephonplatte verursachten Schwierigkeiten lässt

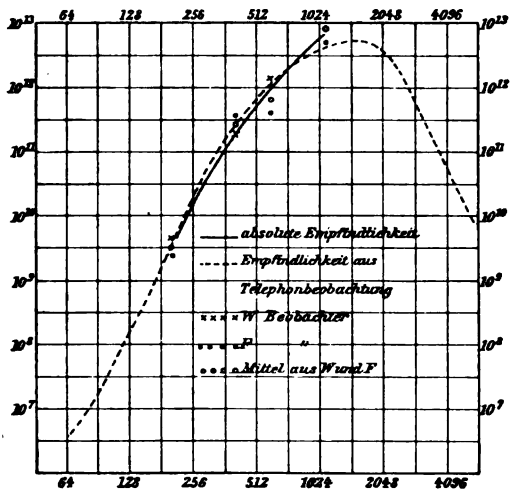


Fig. 4.

sie sich leider vorläufig nur auf ein verhältnismässig kleines Gebiet ausdehnen. Hier aber passt sie, wie Figur 4 zeigt, recht gut mit der obigen Telephonempfindlichkeit zusammen.

Der Wert für $N = 200$ ist in beiden Curven gleich gesetzt. Die Abweichungen sind bei der durchaus verschiedenen Art der Messung sehr klein.

Will man weiter in das Gebiet der höheren Schwingungszahlen bei der absoluten Messung gehen um vor allem das Maximum der Empfindlichkeit sicher festzustellen, so müsste man Platten oder andere elastische Systeme haben, deren tiefster Eigenton ganz erheblich höher liegt. Vielleicht lässt sich mit dünnen Glasplatten weiter kommen, ähnlich wie sie Edison bei seinem Phonographen verwendet.

Schirmwirkung der Gase gegen elektrische Schwingungen; von E. Lecher.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 22. September 1902.)

(Vgl. oben p. 259.)

Die ersten Versuche über Schirmwirkung verdünnter Gase gegen elektrische Schwingungen rühren wohl von J. Moser[1]) her. Unabhängig davon zeigte J. J. Thomson[2]) ein Jahr später, dass in einer von raschen Schwingungen umkreisten evacuirten Glasröhre leuchtende Ringe entstehen. Bei dieser Anordnung konnte J. J. Thomson elektrostatische Wirkungen durch einen passenden Schirm abblenden.

Der erste Anblick dieses Ringes drängt wohl leicht zum Glauben an einfache elektrostatische Ladungsströme. Dieser Meinung war z. B. Tesla, als er gleichzeitig mit J. J. Thomson dieselbe Erscheinung beschreibt.[3])

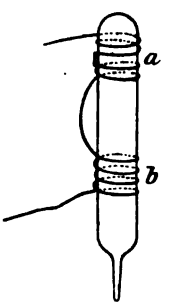


Fig. 1.

Vielleicht ist zur weiteren Bestätigung der ursprünglichen Thomson'schen Auffassung folgender einfacher Versuch erwähnenswert. Ich wickelte um eine ausgepumpte Glasröhre (30 cm lang, Durchmesser 5 cm) eine bifilare Rolle *a* und eine gewöhnliche Rolle *b* von je vier Windungen; *b* sei zur Erde abgeleitet. Durchfliessen nun diese Drähte kräftige elektrische Schwingungen, so ist in *a* trotz der hohen Spannung des Drahtes die Lichtwirkung nur schwach, indes durch *b* ein glänzender Lichtring inducirt wird.

1) J. Moser, Compt. rend. **110**. p. 397. 1890.

2) J. J. Thomson, Phil. Mag. (5) **32**. p. 321 u. 335. 1891.

3) Tesla, El. Eng. N. Y. 1. Juli 1891. Dagegen spricht sich auch aus E. C. Remington, Phil. Mag. (5) **35**. p. 506. 1893.

Schon J. J. THOMSON verwendete seine Anordnung zu einer Schätzung der elektrischen Leitfähigkeit von Gasen. Ich habe nun eine analoge Methode durchprobirt, deren wesentliche Einrichtung folgende war.

Durch einen Inductionsapparat (Schlagweite gleich 40 cm) wurde mit einem Primärwechselstrome (von 30 Amp., 120 Volt und 46 Schwingungen pro Sec.) ein hochgespannter Wechselstromlichtbogen L zwischen den Polen eines kräftigen Elektromagneten (in Fig. 2 nicht gezeichnet) erzeugt. Parallel zu L ist ein Condensator C geschaltet. Diese Condensatorschwingung kann mittels der Quecksilbernäpfchen $r\,r$ und der Drahtbügel $d\,d$ entweder über $r_{,}\,r_{,}$ durch ein System I oder aber über $r_{,,}\,r_{,,}$ durch ein System II geleitet werden.

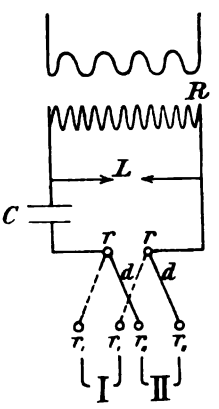


Fig. 2.

Das System I dient als Normalsystem zur Controle der Schwingungsconstanz und besteht aus einem Glasbecher von 12 cm Höhe und 5 cm Durchmesser. Aussen gehen um denselben vier Windungen eines 3 mm dicken, gut isolirten Kupferdrahtes, dessen Enden dauernd je mit $r_{,}\,r_{,}$ verbunden sind. In der Mitte dieses Bechers ist concentrisch ein schmälerer, von 2,5 cm Durchmesser befestigt. In diesem steckt ein massiver Hartgummicylinder, umwickelt mit zehn Windungen dünnen isolirten Kupferdrahtes. Um diese Windungen liegt Paraffinpapier und darüber ein langer, geerdeter und der Länge nach geschlitzter Stanniolcylinder. Beide Gläser sind mit Vaselinöl gefüllt. Das Ganze ist ein kleiner Inductionsapparat; geht durch den Aussendraht eine kräftige elektrische Schwingung, so wird im inneren Drahte eine secundäre Schwingung inducirt, welche nach später zu schildernden Methoden gemessen werden kann.

Das System II besteht aus einem dem BUNSEN'schen Eiscalorimeter ähnlichen Glasgefässe; im inneren mit Vaselinöl gefüllten Gefässe ist eine gleiche Secundärspule s befestigt, wie in I. Aussen sind vier Windungen IV des dicken Drahtes. Das Innere des Gefässes kann mit Gasen oder Flüssigkeiten gefüllt werden. Nicht gezeichnet ist die geerdete und der

Länge nach geschlitzte Stanniolhülle der Secundärspule s (vgl. Fig. 3).

Man misst nun zuerst die Schwingungswirkung auf I, auf das Vergleichssystem. Die Bügel $d\,d$ (Fig. 1) führen nach $r_{,}\,r_{,}$ — dann wird $d\,d$ nach $r_{,,}\,r_{,,}$ gelegt und die Wirkung auf II gemessen, wobei in Fig. 3 der Raum X einmal mit Gasen und dann mit Elektrolyten gefüllt war. So hoffte ich den Elektrolyten zu finden, dessen Schirmwirkung genau gleich ist der Schirmwirkung eines bestimmten Gases. Da ja hier einfach statt des Gases ohne irgend eine sonstige Aenderung der Elektrolyt substituirt wird, erhält man ein Maass der Leitfähigkeit des Gases.

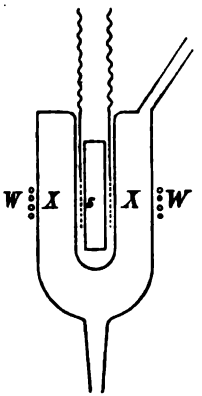


Fig. 3.

Bei einer solchen Substitutionsmethode ist nun auch die Art, wie der inducirte Wechselstrom gemessen wird, von nebensächlicher Bedeutung.

Ich verwendete zu dem Zwecke zuerst ein Bellati'sches Elektrodynamometer [1]), ein Galvanometer mit schiefgestelltem Eisenbündel. Die beiden kleinen Secundärspulen der Systeme I und II sind mit einer Wippe verbunden, sodass immer nur eine derselben ins Dynamometer eingeschaltet ist. Vor dem Dynamometer liegt noch ein Schlittenapparat, um die Grösse des Ausschlages beliebig zu variiren. Es ist nicht uninteressant, dass dies schöne Instrument noch auf so rasche Schwingungen, 10^7 pro Secunde, anspricht.

Ein grosser Teil der mitgeteilten Versuche wurde noch in folgender Weise wiederholt. s sei die Secundärspule von Fig. 3. — Die Leitung derselben enthält einen etwa 4 cm langen, sehr dünnen Constantandraht $a\,b$ (Durchmesser gleich 0,06 mm). — In der Mitte desselben bei c ist ein fast ebenso dünner Eisendraht $c\,d$ angelötet. Die Lötmasse bei c ist möglichst klein. Von a und d gehen Drähte zu einem Galvanometer mit beweglicher Spule (von Ducretet, Spulenwiderstand gleich

1) Vgl. J. W. Giltay, Akad. v. Wetenschappen te Amsterdam 25. Januar 1902.

0,38), dem noch ein Widerstand von 1 Ohm als Shunt vorgeschaltet ist. Die durch die Schwingung in s erzeugte Erwärmung von c wird so mittels eines Thermostromes gemessen. Die Vorteile dieser für fernere Messungen wohl vorzuziehenden Methode liegen in der grösseren Empfindlichkeit (man braucht

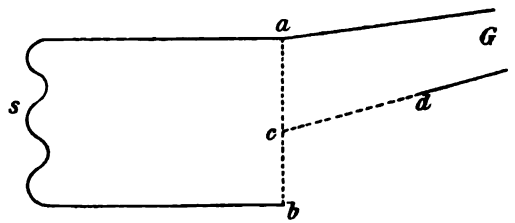


Fig. 4.

für s viel weniger Windungen) und vor allem in der Raschheit des Ausschlages, wodurch die Beobachtungszeit bedeutend abgekürzt wird.

Als Beispiele der Beobachtungs- und Berechnungsart seien folgende Zahlen angeführt. Es werden immer abwechselnd drei Versuche mit dem Vergleichssystem I und mit dem Versuchssystem II gemacht.

	I	II	I	II	I	II
Ausschläge	1507	1140	1556	1072	1421	1058
	1501	1054	1439	1136	1407	990
	1489	1082	1470	1091	1576	1127
Mittel	1499	1092	1488	1100	1468	1058
	$= a$	$= b$	$= c$	$= d$	$= e$	$= f$

Dann nehme ich die Mittel:

$$\frac{a+c}{2b} = 1{,}369$$

$$\frac{2c}{b+d} = 1{,}357$$

$$\frac{c+e}{2d} = 1{,}344$$

$$\frac{2e}{d+f} = 1{,}361$$

Gesamtmittel $= 1{,}356$

Solche Beobachtungsreihen wurden zunächst für atmosphärische Luft aufgestellt und zwar

für Schlagweiten $L = 1{,}5$ cm Curve 1
$L = 0{,}5$ „ „ 2
$L = 0{,}3$ „ „ 3

und für verschiedene Drucke von 760 mm an abwärts.

In den (Fig. 5) gegebenen Curven sind die gewonnenen Mittel des Verhältnisses der Ausschläge des Normalsystems I durch die des Absorptionssystems II als Ordinaten (der Raumersparnis wegen um eins vermindert), die Drucke als Abscissen aufgetragen. Doch ist (wieder der Raumersparnis wegen) der Maassstab der letzteren ein willkürlich sich ändernder: auf 760 mm folgt gleich 10 mm, von hier bis 1 mm ist ein Teilstrich gleich 1 mm, von hier bis 0,1 mm sind die Abscissen in 10fachem Maassstabe aufgetragen (1 Teilstrich gleich 0,1 mm) und von 0,1 mm abwärts sind die Drucke mit nochmals verzehnfachter Abscisse gegeben (1 Teilstrich gleich 0,01 mm).

Die Abweichungen der — nach dem blossen Gefühle gezeichneten — Curven von den gemessenen Mittelwerten sind oft nicht unbedeutend, doch sind solche Fehler bei allen Beobachtungen mit grossen Funken wohl kaum zu vermeiden.[1])

Bei grossen Schlagweiten (Curve 1) sind die Fehler bedeutende, weil hier die Constanz des Funkens L schon zu wünschen lässt. Das wird bei kleineren Schlagweiten besser, dann aber macht sich ein kleiner Fehler in der Einstellung der allmählich abbrennenden Elektroden immer mehr geltend.

Dass dies der Fall ist, ist gewiss, wenn ich auch den Grund nur vermutungsweise angeben kann.

Der Anblick der drei Curven zeigt nämlich, dass im grossen Ganzen die Ordinaten für 760 und Null fast gleich sind, dass aber diese Werte von Curve zu Curve sich ändern. Nehmen wir an, dass das Vacuum keine Schirmwirkung ausübt, so sollten die Ordinaten für tiefe Drucke gleich sein. Es sind

1. für $L = 1{,}5$ die Ordinate 1,05
2. „ $L = 0{,}5$ „ „ 1,19
3. „ $L = 0{,}3$ „ „ 1,35.

1) Die einzelnen Mittelwerte, aus denen sich die Curve zusammensetzt, sind in der Zeichnung weggelassen, um dieselbe nicht allzu unübersichtlich zu machen, doch betragen die äussersten Abweichungen höchstens 10 Proc.

Ich habe die ungefähre Gleichheit der Systeme I und II bei 1. durch empirisches Aendern der Zuleitungsdrähte erreicht,

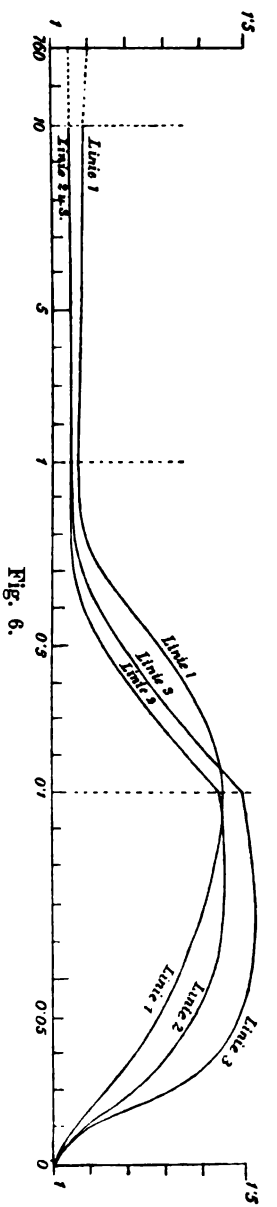


Fig. 6.

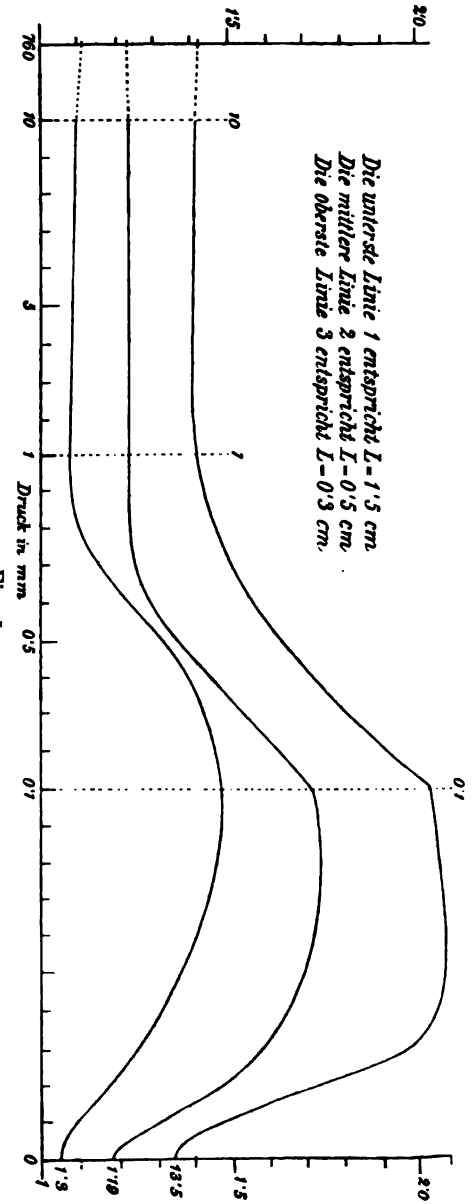


Fig. 5.

d. h. ich legte wahrscheinlich zu wenig Wert auf absolute Gleichheit von I und II.

Obige Differenzen lassen sich dann leicht so erklären, dass durch Aenderung des Funkenwiderstandes die Dämpfungsänderung von I und II verschieden ausfällt. Allerdings soll nach Trowbridge [1]) der Widerstand einer Funkenstrecke (auch im Magnetfelde) von der Schlagweite unabhängig sein, doch kann dies für die von mir angewendete Versuchsanordnung nicht gelten. So ist z. B. bei $L = 1{,}5$ cm die Leydnerflasche C (Fig. 1) übersäet mit ganz ungemein kräftigen Lichtbüscheln, welche für $L = 0{,}3$ ganz schwach werden; die Entladungspotentiale ändern sich hier sicher ganz gewaltig. Es kann auch dieser variable Nebenschluss der Büschelentladungen an der Leydnerflasche [2]) die eben besprochenen Differenzen der Endpunkte der Curven mit verursachen.

Doch kann man unschwer rechnerisch diese Veränderlichkeit des Verhältnisses I zu II für das Vacuum eliminiren und danach die ganze Curve corrigiren. Es sei für irgend eine der Curven α_v der absolute Wert des Ausschlages in II für das Vacuum, α_n der absolute Wert für den Druck n und R der absolute Wert des Ausschlages für die Vergleichsspule, der natürlich für alle Drucke einer Curve als gleich angenommen ist. Dann sind R/α_n und R/α_v die entsprechenden (um Eins verminderten) Ordinaten der betreffenden Curven. Bilde ich nun $R/\alpha_n : R/\alpha_v$, so erhalte ich α_v/α_n, d. h. das Verhältnis der durch das Vacuum gehenden, also unabsorbirten Wirkung zu jener, welche nach Durchstrahlung und Absorption einer Gasmasse in X unter dem Drucke n resultirt. Diese Werte (minus Eins) sind die Ordinaten der Curven in Fig. 6.[3])

1) J. Trowbridge, Phil. Mag. (5) **43**. p. 378. 1897.

2) Interessant ist es, dass ich vergebens eine bessere Isolirung anstrebte. Sowie ich z. B. die Leydnerflasche oder entsprechende Kondensatoren ganz in Oel tauchte, wurden selbst Glasdicken von 4 mm unfehlbar durchgeschlagen. Es scheint also dieses Ueberströmen an der Glasfläche der Leydnerflaschen bei starker Spannung der Schwingung als eine Art Sicherheitsventil notwendig.

3) Dabei mache ich die Annahme, dass das Vacuum ein vollständiger Isolator sei, eine Annahme, die wohl sehr wahrscheinlich, aber keineswegs unwidersprochen ist. Vgl. O. Lehmann: „Der dunkle Kathodenraum", p. 30. Karlsruhe 1902, mit viel Literatur-Angabe. Ferner J. Trowbridge, Phil. Mag. (5) **43**. p. 383. 1897. Meine Versuche zeigen nur, dass die von mir betrachtete Strahlung durch das von mir erreichte Vacuum am leichtesten hindurch geht, alles andere absorbirt mehr.

Vor Besprechung der Resultate möchte ich folgende Bemerkung einschalten. Ich wurde erst während der Ausführung der Versuche auf manche Fehlerquelle aufmerksam, durfte aber keine Aenderungen vornehmen, wollte ich nicht die schon gewonnenen langen Versuchsreihen ganz wertlos machen. Wenn ich im Folgenden aus meinen Messungen Folgerungen ziehe, so thue ich dies, weil ich trotz der erkannten Mängel meiner bisherigen Methode glaube, einige nicht uninteressante und sichere Resultate erhalten zu haben.

Zunächst stellen die gemachten Beobachtungen erst einen ganz bestimmten Typus der Entladung vor. Es ist eine nach Stark [1]) „selbständige" Strömung, unterstützt durch einen kräftigen äusseren Ionisator. Dadurch dass die äusseren Drähte, in welchen die Condensatorschwingungen stattfinden, elektrostatisch nicht abgeblendet sind, finden zunächst elektrostatisch verursachte Entladungen der Glaswände, wie etwa in einer Ozonröhre, statt. In diesem stark ionisirten Gase setzen dann die inducirten Schwingungen ein. Das darf bei Discussion der Resultate nie vergessen werden; die Erscheinungen sind wahrscheinlich mit elektrostatisch abgeblendeten Röhren ganz andere.

Der absolute Ausschlag (aus der Curve natürlich nicht ersichtlich) im System II ist bei $L = 1{,}5$ cm am kleinsten und bei $L = 0{,}3$ cm am grössten. Die Leuchterscheinungen in verdünnten Gasen sind aber umgekehrt im ersten Falle am grössten. Die Erklärung ist sehr einfach. Es ist die Stärke der Schwingungen, die Amplitude, bei grossen Schlagweiten grösser, darum das hellere Licht, während bei kleinen Schlagweiten die Dämpfung kleiner wird, wodurch die Gesamtenergie der Schwingungen steigt.

Die Form der Curven in Fig. 6 ist sehr verschieden. Bei $L = 1{,}5$ cm, Curve 1, ist der Anstieg am raschesten, das Maximum der Absorption bez. Leitfähigkeit wird bei etwa 0,1 mm erreicht. Der Charakter des Anstieges der zwei anderen Curven (für $L = 0{,}5$ bez. 0,3 cm) ist ein ganz anderer, das Minimum des Widerstandes tritt hier erst bei etwa 0,07 und 0,06 mm ein.

Der Grund hierfür kann liegen in der grösseren elektromotorischen Kraft, welche die Entladung von Curve 1 verursacht und in der energischeren Wirkung des äusseren Ioni-

1) J. Stark, „Die Elektr. in Gasen", p. 120. Leipzig 1902.

sators. J. J. Thomson, der mit viel schwächeren Spannungen arbeitet, fand für elektrodenlose Entladungen ein Minimum der elektrischen Stärke des Gases erst bei 0,004 mm, indes Hemptinne[1]) durch Ionisirung mit Radium schon bei 144 mm das Gas so leitend machen konnte, dass es leuchtete. Weitere Versuche in dieser Richtung werden sich nach vorliegender Methode wohl unschwer durchführen lassen.

Folgende vier Punkte möchte ich nur hervorheben, theoretische Deutungen aber noch zurückhalten, bis neue Beobachtungen vorliegen.

1. Die Absorption bei 760 mm scheint grösser als im Vacuum.[2])

2. Die Absorption bei 760 mm scheint auch etwas grösser als bei etwa 1 mm Druck. Die Curven haben hier ein Minimum. Die Erscheinung ist kaum zu sehen bei Curve 2 und 3, hingegen bei der Schlagweite $L = 1{,}5$ cm oft beobachtet. Hier fällt die Curve 1 von 760 mm gegen 1 mm.

3. Auffallend ist, dass die Grösse der Maximalabsorption in allen drei Curven so ziemlich gleich hoch ist, bis auf etwa 4 Proc. — Sollten weitere Beobachtungen dies Resultat bestätigen, so ist es gewiss von grosser theoretischer Bedeutung.

4. Warum die einander sonst so ähnlichen Curven 2 und 3 rechts, von 0,5 mm abwärts auseinander gehen, weiss ich nicht, doch möchte ich darauf hinweisen, dass hier schon bedeutende Fehlerquellen in der Druckmessung liegen. Bei Wiederholung der Versuche muss das Mac Leod'sche Manometer unmittelbar neben dem Versuchsgefässe angeschmolzen werden, ich hatte es etwas zu weit weg.

In Bezug auf das oft mit bedeutender Temperaturerhöhung verbundene Aufleuchten der verdünnten Luftmassen sind drei Arten zu unterscheiden.

1. Bei höheren Drucken (2—0,3 mm) leuchtet die Röhre erst nach einigen Secunden auf, dann aber plötzlich, explosionsartig. Das Licht bleibt dauernd bestehen; auch spricht

1) A. v. Hemptinne, Compt. rend. 133. p. 934. 1901.

2) Auch O. J. Lodge, Nature, 3. Juli 1902, denkt an eine Absorption in der durch Sonnenlicht ionisirten Atmosphäre, um die Erscheinung zu erklären, dass die drahtlose Telegraphie bei Nacht besser arbeitet als am Tage.

die Röhre bei einem zweiten, unmittelbar folgenden Versuche leichter an.

2. Bei etwas kleineren Drucken setzt das Leuchten momentan und sicher ein.

3. Bei sehr kleinen Drucken (unter 0,01 mm) flackert das Licht manchmal auf und verschwindet dann oft für immer. — Unter 0,005 mm habe ich nie eine Lichterscheinung erhalten können.

Im ersten Falle wird gelegentlich an einer Stelle der Ionenstoss so stark, dass eine leuchtende Schwingung entsteht, die benachbarten Teile resoniren auf diese elektromagnetische Lichtstrahlung und sind infolge dieser Temperaturerhöhung selbst zum Leuchten durch Anprall neuer Ionen prädisponirt.

Im zweiten Falle ist die freie Weglänge der Ionen und die erreichte Geschwindigkeit gross, der Anprall hat immer Leuchten zur Folge. Bei ganz kleinen Drucken fliegt das Ion aber infolge des Wechselstromes hin und her, ohne zum Anstoss zu kommen.

Es scheint so auf den ersten Blick, als ob Absorption einer solchen elektromagnetischen Schwingung stets mit einem Aufleuchten des Gases verbunden sein müsse. E. Wiedemann und G. C. Schmidt[1]) zeigen, dass durch den Strom zum Leuchten gebrachte elektroluminiscirende Gase elektrische Schwingungen absorbiren, auch wenn sie dies stromlos nicht thun. Bouty[2]) ist sogar der Meinung, dass die Leitfähigkeit an ein Aufleuchten gebunden ist. Das ist nach meinen Messungen nicht richtig. Es ist eben meine Beobachtungsweise eine andere. Zunächst werden durch die elektrostatische Wirkung von den Glaswänden her zahlreiche Ionen erzeugt. Diese werden dann durch die Inductionswirkungen in Bewegung gesetzt, ihr Anprall gegen die normalen Atome oder Atomreste erzeugen neue Ionen und die dabei auftretenden Oscillationen veranlassen, wenn sie kräftig genug sind, Elektroluminiscenz. Die absorbirte Energie setzt sich also neben der Ionisirungsarbeit hauptsächlich um in Wärme. Dieser Betrag erreicht die in der Absorption beobachtete Höhe entweder dadurch,

1) G. C. Schmidt, Wied. Ann. **62.** p. 460. 1897.
2) E. Bouty, Journ. de phys. (3) **9.** p. 10. 1900.

dass einzelne wenige Atome sehr kräftig erregt werden, oder aber sehr viele nur mässig. Es kann also bei gleichbleibender Absorption (d. i. gleichbleibender Stromstärke im Gase) das Leuchten stark oder schwach sein, je nachdem vom Anfange an sehr wenige oder viele Ionen sich an der Leitung beteiligen.

Man kann somit auch kräftige Absorption ohne Aufleuchten erhalten, wie ich es zu wiederholten Malen beobachtete. Habe ich einen kräftigen Ionisator, sind sehr viele Ionen vorhanden so bleibt trotz grosser Absorption das Gas dunkel. Natürlich wird auch hier durch Anwendung einer grösseren elektromotorischen Kraft das Gas leuchtend.

Die in den Curven gegebenen Absorptionen lassen sich folgender Weise bedeutend, manchmal bis zum vierfachen Betrage, steigern. Es wird die Verbindung des Systems I mit dem Dynamometer unterbrochen und durch den Funken L eine vorbereitende Schwingung eingeleitet. Nachdem dieselbe 1—2 Minuten auf X gewirkt, wird L abgestellt, die Verbindung mit dem Dynamometer rasch hergestellt und nun gleich ein Absorptionsversuch gemacht. Wartet man aber einige Minuten, so ist die Wirkung der vorbereitenden Schwingung schon fast ganz verschwunden.

Ebenso erhielt ich stärkere Absorptionen bei 760 mm, wenn ionisirte Luft unmittelbar von der Funkenstrecke her angesaugt wurde.

Die Wirkung von Becquerelstrahlen oder von ultravioletter Strahlung habe ich noch nicht untersucht. Selbstredend wird hier die Gasmasse in X gegen elektrostatische Wirkungen des Schwingungsdrahtes zu schützen sein.

Ebenso sind Flammengase zu untersuchen etc.

Man sieht, dass die Fülle der andrängenden Fragen der geschilderten Methode noch manche Arbeit sichert.

Um über die ungefähren Grössenordnungen der in den Curven gegebenen Absorptionen ein angenähertes Bild zu bekommen, wurde der Raum X mit Schwefelsäurelösungen in Wasser angefüllt.

Zunächst entsteht da die Frage, ob die grosse Dielektricitätsconstante des Wassers nicht eine bedeutende Fehlerquelle repräsentire. Der cylinderförmige Raum X liegt ja einerseits

zwischen dem inneren immer zur Erde abgeleiteten Stanniolcylinder X und den zu hohen Potentialen geladenen äusseren Drahtwindungen. Nun ist aber die Capacität dieses Systems gegenüber der Capacität der die Schwingungen erzeugenden Leydener Flasche so verschwindend, dass eine erhebliche Aenderung der Ocillationsdauer kaum zu erwarten ist.

Dass Elektrolyten bei diesen raschen Schwingungen von etwa 10^7 pro Secunde noch die gewöhnliche Leitfähigkeit besitzen, dafür sprechen theoretische Ueberlegungen und praktische Erfahrungen.[1])

Auch hier gebe ich die Werte der Gesamtstrahlung durch das Vacuum dividirt durch die Strahlung durch den in X befindlichen Elektrolyten hindurch. Diese Werte A sind für x Proc. H_2SO_4 in 100 Teilen der Lösung:

$x =$	0	15	30	45	100
$A =$	1,06	1,15	1,25	1,18	1,12

Wir erhalten das interessante Resultat, dass Luft bei einem Drucke von etwa 0,1 mm viel besser leitet als unsere besten Elektrolyten. Ein solches Resultat fand auf etwas andere Weise schon J. J. Thomson. In meinem Falle ist die Sache wohl deswegen besonders auffallend, weil ich durch die äussere elektrostatische Wirkung für einen ungemein kräftigen Ionisator gesorgt habe. Eine theoretische Extrapolation von der zu schwach leitenden 30 proc. H_2SO_4-Lösung dürfte nicht leicht sein; experimentell müsste man die Aufgabe lösen, einen dem verdünnten Gase gleichwertigen Metallwiderstand herzustellen, der den Raum X ganz ausfüllt.

Auf jeden Fall aber ist die Leitfähigkeit verdünnter Luft sehr gross. Nun unterliegt es wohl keinem Zweifel, dass der ultraviolette Teil der Sonnenstrahlung eine kräftige Ionisirung der Atmosphäre erzeugt, die in grösseren Höhen stark anwächst.[2]) Ich fand die grösste Leitfähigkeit bei Drucken von etwa 0,3—0,05 mm. — Das entspräche in der Atmosphäre

1) E. Cohn, Wied. Ann. **27.** p. 646. 1884; **38.** p. 217. 1889; W. Nernst, Wied. Ann. **60.** p.600. 1895; T. W. Richards u. J. Trowbridge, Phil. Mag. (5) **43.** p. 376. 1897; J. A. Erskine, Wied. Ann. **62.** p. 494. 1897; K. Eichenwald, Wied. Ann. **62.** p. 571. 1897; K. Wildermuth, Ann. d. Phys. **8.** p. 212. 1902.

2) J. Elster u. H. Geitel, Physik. Zeitschr. **1.** p. 11—14. 1899; H. Ebert, Ann. d. Phys. **5.** p. 718. 1901.

einer Höhe von 54—66 km. Bei meinem Versuche war die elektromotorische Kraft pro 1 cm etwa 20 Volt. Mit kleineren Kräften wird die Leitfähigkeit wahrscheinlich etwas kleiner sein, dafür tritt aber dann kein Leuchten auf. Wenn wir uns nun den gewaltigen Querschnitt dieser in Betracht kommenden Luftmassen unserer Atmosphäre von vielen Kilometern vor Augen halten und deren starke Ionisation, so können wir den Schluss nicht abweisen, dass hier alle längeren elektrischen Schwingungen total absorbirt werden müssen, wobei die absolute Leitfähigkeit viel kleiner sein kann als die von mir experimentell gefundene. Aber auch gleichgerichtete Ströme von ganz gewaltiger Stärke können hier fliessen. Diese Thatsache muss bei eventuellen Betrachtungen über den Erdmagnetismus, Erdelektricität und dergleichen gewiss einmal in Rechnung gezogen werden. Der Frage, ob zur Nachtzeit eine teilweise stattfindende Molesirung der Ionen die Leitfähigkeit dieser Kugelschale einseitig beträchtlich mindert, wird man wohl unschwer experimentell näher treten können.

Nach der gleichen Methode wie Luft, habe ich in ausführlicher Weise auch andere Gase untersucht, von denen Wasserstoff und Aethylen besonders auffallende Absorptionen zeigten, aber wahrscheinlich wohl, weil sich hier folgende interessante Fehlerquelle chemischer Natur zeigte.

Als ich nach einer längeren Versuchsreihe mit C_2H_4 das Gefäss X auswusch, fand ich im destillirten Wasser feine Nadeln und Blättchen. [1])

---

1) Hr. v. Hasslinger, Assistent am chemischen Institut, hatte die Güte, diesen Körper zu untersuchen. Sein Bericht lautet: „Ein gelblich gefärbter Körper erscheint in dünnen Blättchen und lässt auch unter dem Mikroskop nicht die Spur einer krystallinischen Structur erkennen. Derselbe ist unlöslich in Alkohol, Benzol, Schwefelkohlenstoff, Äther, von Wasser wird er nicht benetzt. Weder von concentrirtem HNO_3 noch von einem Gemisch von HNO_3 mit H_2SO_4 angreifbar; von HNO_3 unter Zusatz von $KClO_3$ nur sehr langsam oxydirbar. Heisse concentrirte KOH färbt er dunkelbraun, scheinbar in Folge Auflösung eines seiner Bestandteile. Der genannte Körper ist nicht unversehrt schmelzbar; bei 300° beginnt er sich zu zersetzen. An der Luft erhitzt, verbrennt ein Teil mit hellleuchtender russender Flamme und der zurückbleibende dunkel gefärbte Rückstand verglimmt langsam, aber vollständig. Unter Luftabschluss erhitzt hinterlässt er nach Entwickelung einer geringen Menge eines

Dieser Körper dürfte sich bei einer Schlagweite $L = 1{,}5$ cm und zwischen den Drucken 1 bis 0,3 mm bilden. Hier zeigt sich nämlich folgendes interessante Phänomen. Bei Einleitung der Schwingung leuchtet das Gas zunächst intensiv grün auf und wird dann plötzlich nach etwa 5 Secunden intensiv rot. Bei rascher Wiederholung dauert das grüne Leuchten kürzer, und nach etwa 5maligem Versuche leuchtet das Gas gleich intensiv rot auf. Lässt man das Gas aber längere Zeit stehen, so setzt es zunächst wieder mit grünem Leuchten ein wie zuerst. Das Gas — um mit OSTWALD zu reden — lernt das Erröten, und zwar mit einiger Uebung immer besser; verlernt es aber auch wieder bei längerem Nichtüben. In Folge dieser Erfahrung entstand aber der Verdacht, dass vielleicht auch die excessiven Werte bei H_2 durch irgend welche Verbindungen mit Sauerstoffspuren veranlasst sein könnten und es ist bei Wiederholung dieser Versuche besondere Rücksicht auf die Reinheit der Gase zu nehmen, wobei gleichzeitig spectralanalytische Untersuchungen anzustellen sind. — Auch werden Versuche mit schwächeren Kräften auszuführen sein.

Ich bin mir wohl bewusst, dass die geschilderten Versuche noch manche Fehlerquellen enthalten, deren Vermeidung mir bisher nur zum Teile gelungen ist. Ich glaube aber, dass solche elektrodenlose Ströme viele Eigenschaften der Gasionen werden besser erkennen lassen, als die hauptsächlich gepflegte Beobachtungsart mit Elektroden. Wir haben hier nirgends eine Anstauung von Ionen, die Sache wird dadurch in vieler Beziehung einfacher. Wenn ich es trotzdem möglichst vermied theoretischen Speculationen, welche oft verführerisch lockten, nachzuhängen, geschah dies, weil viele meiner Resultate noch weiterer Bestätigung bedürfen. Das Arbeitsfeld ist ein grosses, und mein Hauptzweck war, auf dasselbe hinzuweisen.

schweren brennbaren Gases einen schwarzen asphaltartig riechenden, in den üblichen Lösungsmitteln unlöslichen Rückstand. Sein specifisches Gewicht beträgt circa 1,3. Er scheint somit allem Anschein nach ein Gemisch hochmolecularer Kohlenwasserstoffe (Paraffine) bez. asphaltartiger Substanzen zu sein."

Ueber einen Versuch, die Durchdringungsfähigkeit der X-Strahlen unabhängig vom Vacuum zu reguliren;

von Friedrich Dessauer.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 25. September 1902.)

(Vgl. oben S. 260).

Die Durchdringungskraft der *X*-Strahlen bei unseren heutigen Röntgenröhren wurde durch sogenanntes Regeneriren geändert, durch Variation des Gasgehaltes in der Röhre.

Diese Methode hat praktisch sehr grosse Nachteile. Abgesehen von der erfahrungsgemäss bei wiederholtem „Regeneriren" eintretenden Verschlechterung der Röhrenqualität erfolgt ein solches Reguliren immer mehr oder minder ins Ungewisse bei Ausserbetriebsetzung der Röhre.

Bei der praktischen Anwendung der *X*-Strahlen, insbesondere der medicinischen Anwendung, ist es nun von sehr grosser Wichtigkeit, die Durchdringungskraft dem Objecte anpassen zu können, sie während des Arbeitens rasch und in beliebiger Reihenfolge vergrössern und verkleinern zu können.

Zu diesem Zwecke suchte ich ein Mittel zu finden, um das Potential bei der Entstehung der Anionen einfach verändern zu können, ohne das Vacuum zu ändern.

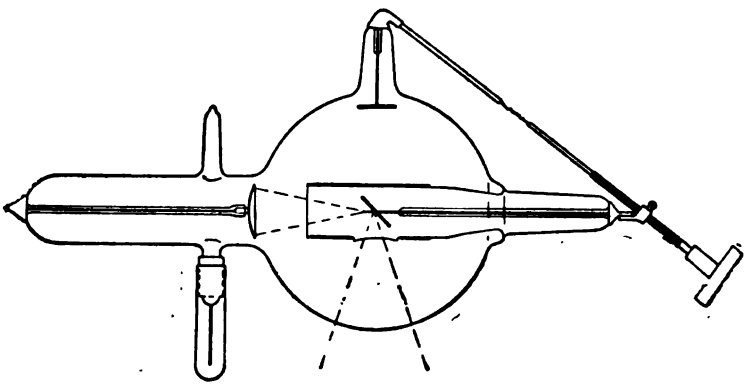
Die Vorrichtung ist folgende (vgl. Figur).

Die Antikathode wird in ein Glasrohr eingeschlossen, das einen metallischen Belag trägt. Die Vorrichtung ist eine Art Leydener Flasche, deren innerer Belag durch die Antikathode repräsentirt ist, und dessen Aussenbelag in seiner negativen Ladung noch durch die herandringenden Kathodenstrahlen verstärkt wird.

Die negativ geladenen Ionen (Kathodenstrahlen) müssen in den gleichfalls negativ geladenen Aussenbelag hineindringen. Durch den Abstossungswiderstand und die Erhöhung der Potentialdifferenz sollten also unter gleichem Vacuum nun durch-

dringungskräftigere *X*-Strahlen entstehen, als dies sonst der Fall ist.

Dass dies in der That so ist, lässt sich leicht zeigen, indem in der Röntgenröhre gegenüber dem Blendenbelage eine Hülfsanode angeordnet wird. Führt man dieser einen Strombetrag zu, so werden positiv geladene Ionen zum Belage geschleudert, die dessen Ladung mehr oder weniger beseitigen und so den Abstossungswiderstand aufheben, die Potentialdifferenz erniedrigen. Es ändert sich sofort der Charakter der Strahlen, die an Durchdringungskraft einbüssen.



Die Röhre besitzt einen Schieber, der gestattet, der Hülfsanode durch Vorschalten einer Funkenstrecke mehr oder weniger Elektricität zuzuführen und so die Ladung des Metallbelages zu variiren. Dadurch kann man in der That die Durchdringungsfähigkeit der *X*-Strahlen in der Röntgenröhre, solange sie noch weich ist, in weiter Grenze verändern.

Vielleicht sind die vorgetragenen Grundanschauungen nicht absolut zutreffend, jedenfalls aber hat die Röhre allgemein sehr grosse Verbreitung gefunden und schon heute in Hunderten von Exemplaren das Vorgetragene praktisch bewährt.

Aschaffenburg, 30. September 1902.

Zusammenhang zwischen Absorption und Auflösungsvermögen; von R. Straubel.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 24. September 1902.)

(Vgl. oben S. 260.)

Meine erste Mitteilung soll die Frage behandeln: Wie hängt das Auflösungsvermögen eines idealen optischen Instrumentes von der Absorption ab, die in ihm vorhanden ist.

Das Bild eines leuchtenden Punktes ist, wie bekannt, eine Diffractionserscheinung; die Frage würde also lauten, wie ändert sich das Diffractionsbild, wenn man die Absorption in dem Instrument berücksichtigt. Die Notwendigkeit, die Theorie durch Mitberücksichtigung der Absorption zu erweitern, bedarf keiner besonderen Begründung. Allerdings spielt die Absorption für die dem Auge sichtbare Strahlung meistens keine grosse Rolle; in dem Gebiete der unmittelbaren Strahlung findet sich aber bei dem zu optischen Zwecken benutzten Material zum Teil sehr kräftige Absorption.

Wir wollen hier nur die beiden einfachsten und wichtigsten Fälle behandeln, nämlich erstens den Fall eines Prismas bez. Prismensatzes, und zweitens den einer Linse bez. Linsensystems; auch wollen wir uns beschränken auf die sogenannte Fraunhofer'sche Beugungserscheinung.

Im ersten Fall soll die Welle rechteckig[1]) begrenzt angenommen werden, und zwar soll ein Seitenpaar des Rechtecks der Prismenkante parallel sein. Die Amplitude der Welle lässt sich dann durch $e^{\alpha - \beta s}$ darstellen, worin α und β Constanten, s die Entfernung eines auffallenden Lichtstrahles von

---

1) Der Fall, dass bei gleichem Absorptionsverlaufe eine kreisförmige Begrenzung der Welle stattfindet, soll wegen seiner Complication hier nicht behandelt werden, derselbe wird sich in der ausführlichen Publication finden.

der Kante des Prismas bedeutet; β würde in diesem Falle eine positive Grösse sein.

Handelt es sich zweitens um den Fall, dass auf eine Linse bez. ein Linsensystem mit kreisförmiger conaxialer Blende eine Kugelwelle fällt, deren Mittelpunkt auf der Axe des Systems liegt, so soll die Amplitude von der Form $e^{\alpha-\beta s^2}$ angenommen werden. Hierin bedeutet s die Entfernung von der optischen Axe, und es kann β je nach den Umständen positiv oder negativ sein. Bei einer einfachen Linse wird β positiv oder negativ sein, je nachdem es sich um eine Zerstreuungs- oder eine Sammellinse handelt, bei einer zweifachen achromatischen Sammellinse, je nachdem das Flint oder das Crown wesentlich stärker absorbirt. Uebrigens gilt die obige Form für die Amplitude, sobald die Winkel, welche die Lichtstrahlen in der Linse mit der Axe bilden, klein sind; Dicken und Abstände der Linsen bedürfen keiner Beschränkung.

Ich habe ferner das HUYGHENS'sche Princip in seiner einfachsten Form benutzt und ununtersucht gelassen, ob und wie dieses Rechenschema vom Standpunkte der optischen Theorien aus zu modificiren wäre. Uebrigens bin ich der Meinung, dass bei näherer Untersuchung die Zulässigkeit des Princips, abgesehen von kleineren Correctionen, sich ergeben würde. — Ich beginne nun mit dem mathematisch sehr einfachen Fall eines Prismensatzes und erinnere, um die Wirkung der Absorption zu übersehen, kurz an das Diffractionsbild bei fehlender Absorption. Bekanntlich ergiebt sich eine maschenförmige Lichtverteilung mit zum Rechteck reciproken Dimensionen. Das Diffractionsfeld ist in monochromatischem Lichte von zwei dunklen gekreuzten Streifensystemen mit der Intensität Null durchschnitten. Wandern wir in einer der beiden zu den Rechteckseiten parallelen Richtungen, so wird der Abfall der Intensität durch

$$\frac{\sin^2 \frac{v}{2}}{\left(\frac{v}{2}\right)^2}$$

dargestellt, worin v eine dem Sinus des „Beugungswinkels" proportionale Grösse bedeutet.

Wie wird nun dieser typische Verlauf durch die Ab-

sorption geändert? In der Richtung der Kante des Prismas wird, wie man leicht sieht, überhaupt nichts verändert; senkrecht zur Kante dagegen ergiebt sich an Stelle der obigen Formel

$$I = \frac{\mathrm{Cos}\, u - \cos v}{\mathrm{Cos}\, u - 1} \cdot \frac{u^2}{u^2 + v^2},$$

worin

$$\mathrm{Cos}\, u = \frac{e^u + e^{-u}}{2}$$

und u eine für die Absorption theoretisch maassgebliche Grösse bedeutet, die dem Extinctionscoefficienten der Prismensubstanz proportional ist.

Wie man sieht verschwinden, sobald die Absorption einsetzt, die Nullstellen der Intensität. Die — symmetrische — Curve der (relativen) Intensität hebt sich mit wachsender Absorption und zwar in folgender charakteristischer Weise: die Minima rücken von der Mitte weg, die Maxima auf die Mitte zu, bis die Grenzwerte der Reihe nach, und zwar die ersten zuerst durch Zusammenfliessen je zweier verschwinden. Mit wachsender Absorption nähert sich die Intensitätscurve schliesslich mehr und mehr der hyperbolischen asymptotisch zur Abscissenaxe abfallenden Curve $u^2/u^2 + v^2$.

Es verbreitern sich also infolge des Absorptionseinflusses die Linien. Dies ist ja zu erwarten, denn die Absorption muss in dieser Beziehung ähnlich wie eine Verengung der Oeffnung wirken.

Wie man sieht, muss man den üblichen Begriff des Auflösungsvermögens modificiren. Da die erste Nullstelle, deren Entfernung von der Bildmitte zur Definition benutzt wird, ebenso wie die anderen Nullstellen nicht mehr vorhanden ist, wäre die naheliegendste Verallgemeinerung, die Entfernung bis zum ersten Minimum zu rechnen. Indessen ergeben sich auch hier noch merkwürdige Consequenzen, wie die, dass bei wachsender Absorption in dem Moment, wo das erste Minimum verschwindet, das Auflösungsvermögen sich discontinuirlich ändert. Es wird also nötig sein, das Auflösungsvermögen etwas anders zu definiren.

Ich komme jetzt zu dem zweiten Fall, dem eines centrirten Linsensystems mit einem leuchtenden Punkt auf der Axe. Bezeichnen wir wieder mit v eine der Entfernung eines

Punktes des Beugungsbildes von der optischen Axe proportionale Grösse, mit u die theoretische Absorptionsgrösse, deren Zusammenhang mit Form, Grösse und Absorption der benutzten Materialien hier nicht gegeben werden soll, so kann man — die Intensität des Mittelpunktes gleich 1 gesetzt — die Intensität (I) durch die folgenden Formeln darstellen:

$$I = C^2,$$

$$C\left(e^{\frac{u}{2}} - 1\right) = \frac{u}{v} J_1(v) + \left(\frac{u}{v}\right)^2 J_2(v) + \left(\frac{u}{v}\right)^3 J_3(v) + \ldots$$

$$= e^{\frac{u^2 - v^2}{2u}} - \left\{J_0(v) - \frac{v}{u} J_1(v) + \left(\frac{v}{u}\right)^2 J_2(v) - \ldots\right\}$$

$$= A_0 + A_1 \frac{v^2 - u^2}{2u} + \frac{A_2}{1.2} \cdot \left(\frac{v^2 - u^2}{2u}\right)^2 + \ldots$$

$$A_0 = \pm J_1(u) + J_2(u) \pm J_3(u) + \ldots$$

$$A_1 = \quad - J_2(u) \mp J_3(u) \pm \ldots$$

$$A_2 = \quad \pm J_3(u) + \ldots$$

In diesen Formeln bedeuten $J_0(v)$, $J_1(v)$, $J_2(v)$ die Bessel'schen Functionen 0ter, 1ter, 2ter ... Ordnung für das Argument v; das obere oder untere Vorzeichen in dem letzten System gilt, je nachdem u positiv oder negativ ist. Den ersten Ausdruck wird man zweckmässigerweise benutzen, falls $(u/v)^2$ hinreichend kleiner als 1 ist, den zweiten, falls es genügend grösser ist, und den dritten, falls $(u/v)^2$ von 1 wenig verschieden ist. Da I nicht als eine Summe zweier Quadrate, sondern als ein einziges Quadrat dargestellt wird, haben wir Nullstellen bez. Ringe der Intensität; das Bild wird also nicht verschwommen, sondern behält seinen markirten Charakter und es kann sich bloss fragen, wie ist dieses Ringsystem modificirt, rücken die Ringe zur Mitte oder nach aussen, werden sie stärker oder schwächer? Aus einer numerischen Rechnung, die für u das Intervall -6 bis $+6$ und für v 0 bis 12 umfasste, sieht man Folgendes. Bei positivem u, d. h. bei einer am Rande des Linsensystems stärkeren Absorption verschieben sich, wenn man die Absorption von Null an wachsen lässt, zunächst alle Nullstellen nach aussen. Für die erste gilt dies bis zu ihrem Verschwinden; die zweite dagegen kehrt bei einer gewissen Absorptionsgrösse u ihre Wanderungsrichtung um,

legt den ganzen Weg rückwärts zurück und vereinigt sich an ihrer ursprünglichen Stelle mit der ersten. Die Intensität der Ringe nimmt für positive wachsende u stark ab, schon bei $u = +3$ sind die Ringe ziemlich schwach.

Wir haben also bei positivem u im wesentlichen Verringerung des Auflösungsvermögens und Verminderung der relativen Intensität der Diffractionsringe. Bei negativem u, d. h. in der Mitte des Linsensystems stärkerer Absorption haben wir die entgegengesetzten Erscheinungen, nämlich bei schwacher Absorption einerseits eine Verkleinerung der Ringe und damit eine Steigerung des Auflösungsvermögens, dafür aber auch andererseits eine Erhöhung der relativen Intensität der Ringe. Welcher von beiden Fällen wünschenswerter erscheint, hängt sehr von den speciellen Umständen ab; soll ich ein rein subjectives Urteil abgeben, so würde ich bei gleichem Abfall der Intensität zwischen Mitte und Rand den ersteren Fall vorziehen, bei dem also zwar das „Auflösungsvermögen" vermindert, alles in allem aber eine höhere Bildconcentration vorhanden ist.

Ueber einen allgemeinen Satz der geometrischen Optik und einige Anwendungen; *von R. Straubel.*

(Vorgetragen in der Sitzung vom 24. September 1902).

(Vgl. oben S. 260.)

Die zweite Mitteilung betrifft einen allgemeinen Satz der geometrischen Optik, und zwar aus dem physisch realisirbaren Gebiete derselben. Der Satz ist ein geometrischer insofern, als er, abgesehen vom Brechungsexponenten, nur Raumelemente enthält; physischer Natur ist er nur insofern, als er auf die, und zwar einzige, Voraussetzung hin sich beweisen lässt, dass die Bahnen der betrachteten Büschel kürzeste (oder längste) Wege zwischen zwei Punkten sind.

Der Satz spaltet sich in zwei Einzelsätze, je nachdem es sich um ebene oder räumliche Büschel handelt. Dabei soll aber gleich ausdrücklich hervorgehoben werden, dass unter „ebenen" Büscheln nicht nur solche verstanden sein sollen, die während ihres ganzen Verlaufes in einer und derselben Ebene bleiben, sondern nur Büschel mit ebenen Oeffnungswinkeln.

I. Der Satz für „ebene" Büschel.

Von einem Punkte gehe ein unendlich dünnes, ebenes Büschel mit dem Oeffnungswinkel dw aus, das an einer beliebigen Stelle seiner nach dem Princip der kürzesten Zeit construirten Bahn die lineare Breite ds' besitzen soll. Wir lassen dann umgekehrt von einem Punkte des Linienelementes ds' ein zweites, unendlich dünnes ebenes Büschel in der durch ds' und die Bahn im zweiten Punkte gelegte Ebene ausgehen und zwar so, dass die Axen zusammenfallen. Der Winkel dieses Büschels im zweiten und die lineare Breite im ersten Punkt seien dw' bez. ds; dann lautet der Satz

$$n\,ds\,.\,dw = (\qquad)'.$$

Die Klammer nebst Accent bedeutet, dass alle links vorkommenden Grössen den Accent bekommen sollen, n bez. n' sind die Brechungsexponenten des Mediums im ersten bez. zweiten Punkt. Steht das (jetzt mit dl bezeichnete) Linienelement nicht senkrecht zum Büschel, sondern bildet seine Normale mit diesem den Winkel w, so lautet der Satz:

$$n \cdot \cos w \cdot dw \cdot dl = (\quad)'.$$

II. Satz für räumliche Büschel.

Setzen wir an Stelle der beiden ebenen Büschel zwei räumliche mit den Oeffnungswinkeln $d\omega$ und $d\omega'$ und bezeichnen ihre Querschnitte in den beiden Punkten mit dq und dq', so lautet der entsprechende Satz:

$$n^2 d\omega dq = (\quad)'.$$

Bildet die Normale des Flächenelementes (jetzt mit df bezeichnet) mit dem-Büschel den Winkel ϑ, so tritt an die Stelle der letzten Gleichung

$$n^2 \cdot \vartheta \cos \vartheta \cdot d\omega \cdot df = (\quad)'.$$

Beweis.

Der Beweis für die beiden Sätze ergiebt sich leicht aus dem Princip der kürzesten Zeit, z. B. wenn man ähnliche Wege geht wie Kirchhoff und Clausius in ihren bekannten Abhandlungen.

Legt man in die Ausgangspunkte der ebenen Büschel rechtwinklige ebene Coordinatensysteme, deren xz-Ebenen mit den Büschelebenen zusammenfallen und deren z-Axen in die Richtung der Lichtstrahlen fallen, bezeichnet ferner mit c die Lichtgeschwindigkeit im leeren Raume und mit T die Lichtzeit zwischen den beiden Punkten, so erhält man unmittelbar:

$$n \frac{dw}{ds'} = n' \frac{dw'}{ds} = c \frac{\partial^2 T}{\partial x \, \partial x'},$$

oder:

$$n dw ds = (\quad)'.$$

Behalten wir für räumliche Büschel Anfangspunkte und Lage der z-Axen für die Coordinatensysteme bei, so findet

man analog für die Verhältnisse zwischen den Oeffnungswinkeln und den Querschnitten

$$n^2 \frac{d\omega}{dq'} = n'^2 \frac{d\omega'}{dq} = c^2 \left\{ \frac{\partial^2 T}{\partial x \partial x'} \frac{\partial^2 T}{\partial y \partial y'} - \frac{\partial^2 T}{\partial x \partial y'} \frac{\partial^2 T}{\partial x' \partial y} \right\},$$

oder:

$$n^2 d\omega\, dq = (\qquad)'.$$

Es ist merkwürdig, dass KIRCHHOFF und CLAUSIUS die obigen Sätze und speciell den für räumliche Büschel übersehen, oder mindestens ihre Formulirung unterlassen haben. Bei CLAUSIUS ist dies vielleicht dadurch zu erklären, dass er von vornherein darauf ausging, die Beziehung zwischen den Büschelelementen in conjugirten Punkten festzulegen.

Jedenfalls hatten die genannten Forscher den zum Beweise des Satzes nötigen Apparat so vollständig in der Hand, dass Hr. Prof. ABBE — der, wie er mir mitteilte, den auf räumliche Büschel bezüglichen Satz schon seit langer Zeit kannte — geradezu der Meinung war, der Satz stehe bei KIRCHHOFF oder CLAUSIUS.

Die obigen Sätze oder wenigstens der auf räumliche Büschel bezügliche scheinen unter energetischen Gesichtspunkten betrachtet — eine kleine Ueberlegung benötigt das Vorkommen der Brechungsexponenten — ohne weiteres klar und in der Art wurden die Sätze zunächst energetisch gefunden bei einem Versuche, Homologien von allgemeinen Sätzen der geometrischen Optik und der Interferenz- und Beugungstheorie zu finden. Immerhin dürfte es wohl richtiger sein, einen sozusagen geometrischen Satz möglichst allein mit mathematischen Hilfsmitteln zu beweisen.

Man kann fragen, ob es noch weitere, so allgemeine Sätze bei Voraussetzung des Princips der kürzesten Lichtzeit giebt. Nun, das lässt sich leicht erkennen, dass es keine weiteren Sätze giebt, die nur die oben vorkommenden Büschelelemente, nämlich Oeffnungswinkel und Breite bez. Querschnitt, sowie die Brechungsexponenten enthalten.

I. Anwendungen auf die Photometrie.

Die photometrischen Gesetze erscheinen bekanntlich in der theoretischen Behandlung sehr einfach, thatsächlich aber

werden in der Handhabung noch jetzt vielfach Missgriffe begangen. Es ist nun ein besonderer Vorzug dieser Sätze, sich mit grösster Leichtigkeit auf photometrische Fragen anwenden zu lassen. Natürlich muss bei einer solchen Verwendung die Voraussetzung der Sätze erfüllt sein, dass das Licht in dem benutzten Gebiete auf kürzesten Bahnen läuft. Dass die Sätze so bequem anwendbar sind, liegt einmal an ihrer einfachen Form, andererseits aber und in erster Linie darin, dass es sich bei ihnen nicht um eine specielle Beziehung, wie z. B. von Object und Bild, sondern um eine allgemeine zweier nach dem Princip der kürzesten Lichtzeit zugeordneter Raumelemente handelt.

Nur durch ein einfaches Beispiel möchte ich an dieser Stelle die bequeme Anwendungsfähigkeit der Sätze für Aufgaben der Photometrie beweisen. Hat man einen leuchtenden Punkt, d. h. eine kleine leuchtende Fläche und ein beliebiges optisches System, so wollen wir die bekannte Frage beantworten, welche specifische Intensität besitzt eine beliebige, hinter oder zwischen dem Linsensystem gelegene Fläche, d. h. wieviel Licht strahlt die Flächeneinheit einer Fläche unter dem räumlichen Oeffnungswinkel Eins aus. Bezeichnet man die specifischen Intensitäten der Lichtquelle und der Fläche mit L und L', das Flächenelement und den Strahlungswinkel mit dq und $d\omega$, ferner die diesen nach dem Princip der kürzesten Lichtzeit conjugirten Grössen mit $d\omega'$ und dq' so ist, von Reflexions- und Absorptionsverlusten abgesehen:

$$L\,d\omega\,dq = (\qquad)'$$

Andererseits ist aber nach dem obigen Satz für räumliche Büschel:

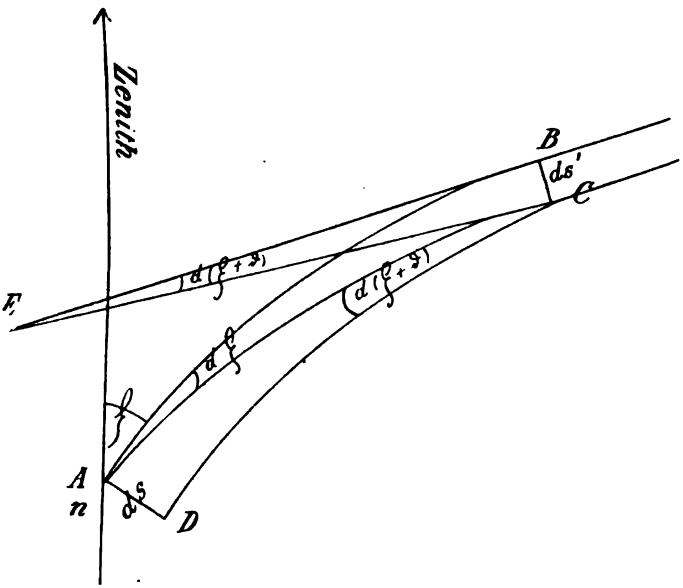
$$n^2\,d\omega\,dq = (\qquad)'$$

und man erhält das bekannte Resultat:

Die specifische Helligkeit der Lichtquelle und einer beliebigen vom Lichte dieser Quelle durchsetzten Fläche verhalten sich direct wie die Quadrate der Brechungsexponenten. Durchsetzt die Fläche also an irgend einer Stelle einen Körper, so ist die specifische Intensität im Verhältnis des Quadrates des Brechungsexponenten des Körpers gesteigert.

II. Anwendung auf die Dioptrik der Atmosphäre.

Vor einigen Jahren hat Hr. GLEICHEN[1]) untersucht, wie ein cylindrisches Strahlenbündel, das in die Atmosphäre der Erde eintritt, darin modificirt wird. Das Büschel wird astigmatisch. Es kamen einige interessante Consequenzen heraus. Die Helligkeit der Sterne im Zenith ist grösser, als sie ohne Atmosphäre wäre. Bei 56° Zenithdistanz ist die Helligkeit die gleiche, dann nimmt sie schnell ab und beträgt am Horizont nur 83 Proc. Die Berechnung der Querschnittsänderung, die ein



solches unendlich dünnes Strahlenbündel erfährt, ist nicht auf sehr einfachem Wege erfolgt. Die einfache Endformel, zu der Hr. GLEICHEN kam, schien mir aber zu beweisen, dass es auch einen einfachen Beweis geben müsste.

Eine durch den unendlich fern gedachten Stern und durch den Mittelpunkt der Erde gelegte Ebene soll Meridionalschnitt heissen, jede dazu senkrechte Ebene Sagittalschnitt. Die Bestimmung des Verhältnisses der Breiten im Sagittalschnitt

1) A. GLEICHEN, Verhandl. d. Deutsch. Physik. Gesellsch. 2. Nr. 2 und Nr. 16. 1900.

macht nun, wie man leicht sieht, keinerlei Schwierigkeit, wohl aber die im Meridionalschnitte. Nach dem obigen, für ebene Büschel geltenden Satz lässt sich diese Bestimmung reduciren auf die Bestimmung des Verhältnisses der vorkommenden Winkel dw und dw'.

Wir legen (vgl. Figur) von dem einen, z. B. oberen Ende des ersten linearen Querschnittes (A), nach dem anderen, d. h. unteren des zweiten (C) einen Hülfslichtweg, denken uns die Mitte des Auges in den Schnittpunkt der Lichtwege AB und AC gebracht und nennen die scheinbare Zenithdistanz der Lichtwege $d\zeta$. Ferner legen wir an der Stelle des Eintrittes in die Atmosphäre an den oberen Lichtweg und den Hülfslichtweg Tangenten, so ist der Winkel dieser beiden, wenn man die Refraction mit ϑ bezeichnet $d(\zeta + \vartheta)$. Hiermit ist die Aufgabe im wesentlichen gelöst. Für das Verhältnis der Querschnitte erhält man leicht die von Herrn Gleichen gegebene Formel:

$$\frac{q}{q'} = \frac{\sin(\zeta + \vartheta)}{n^2 \sin\zeta} \left\{1 + \frac{d\vartheta}{d\zeta}\right\}.$$

Darin bedeutet n den Brechungsexponenten am Beobachtungspunkte.

III. Anwendung auf die Abbildungslehre.

In den obigen Sätzen war immer vorausgesetzt, dass die betrachteten ebenen oder räumlichen Büschel in den zugeordneten Punkten lineare oder flächenhafte Querschnitte von der gleichen Grössenordnung wie die Winkel besässen. Man kann aber auch die bisher ausgeschlossenen Fälle, in denen also ein Schneiden der Strahlen eintritt, hereinbeziehen. Zu diesem Zwecke hat man nichts weiter zu thun, als den Satz noch ein zweites Mal anzuwenden, indem man den zweiten Ort der Schnittpunktsstelle zuordnet und die Sätze combinirt. Wir wollen hier nur den einfachsten Fall behandeln, dass auch für räumliche Büschel die von dem ersten Punkte homocentrisch ausgehenden Lichtwege sich wieder homocentrisch vereinigen. Wie man sieht, ergeben sich als Beziehungen in conjugirten Punkten die Sätze:

$$n \cos w \, dw \, dl = (\qquad)''$$
$$n^2 \cos\vartheta \, d\omega \, df = (\qquad)''.$$

Die Sätze bleiben also vollständig bestehen, nur die Beziehungen der Elemente haben sich geändert; den Winkel-, Linien- und Flächenelementen entsprechen jetzt solche derselben Art.

Man übersieht unter anderen folgende Consequenzen: Soll in einem ebenen Büschel endlicher Breite ein Linienelement von allen unendlich dünnen Teilbüscheln mit gleicher Vergrösserung abgebildet werden, so gilt eine Art Sinussatz. Dieser Satz scheint also nichts Specifisches für centrirte Linsensysteme zu sein, sondern auch noch anderweitige Gültigkeit zu haben. Würde ein vom ersten Punkte normal ausgehender Lichtweg auf das zweite Linienelement ebenfalls normal auftreffen, so gilt der Sinussatz in der gewöhnlichen Form. Aehnliche Betrachtungen lassen sich für räumliche Büschel anstellen, doch soll dies hier nicht geschehen.

Nun noch eine Bemerkung. Aus der zweiten Gleichung gewinnt man für centrirte Systeme sofort den Sinussatz. Sein geometrischer Charakter — nämlich als Bedingung dafür, dass die Abbildung eines auf der Axe gelegenen Flächenelementes durch alle Zonen mit gleicher Vergrösserung erfolge — ist ebenso wie bei dem im Handbuch der Physik gegebenen Beweise ohne weiteres klar. Helmholtz hat den Sinussatz energetisch bewiesen. Aber bei aller Ehrfurcht vor Helmholtz und trotz des richtigen Resultates muss ich sagen, ich halte die Schlussweise nicht für correct. Denn er verallgemeinert den nur für unendlich dünne Büschel bewiesenen Satz über das Helligkeitsverhältnis von Object und Bild auf endlich geöffnete Büschel. Meiner Ueberzeugung nach muss man durch Combination des Energiesatzes und des Sinussatzes den Satz über das Helligkeitsverhältnis beweisen, nicht aber, wie Helmholtz es gethan hat, aus Energiesatz und Helligkeitssatz den Sinussatz ableiten.

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.

Jahrg. 4. Nr. 14.

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft.

Sitzung vom 17. October 1902.

Vorsitzender: Hr. E. Warburg.

Der Vorsitzende macht der Gesellschaft Mitteilung von dem während der Ferien erfolgten Ableben ihrer Mitglieder, der Herren

Professor Dr. Rudolf Virchow,

Professor Dr. R. Finkener,

sowie

Fräulein Dr. Else Neumann.

Die Anwesenden erheben sich zu ehrendem Gedächtnis der Verstorbenen von ihren Sitzen.

Ferner berichtet der Vorsitzende über die Verhandlungen des wissenschaftlichen Ausschusses in seiner Sitzung gelegentlich der 74. Versammlung Deutscher Naturforscher und Aerzte in Karlsbad. In erster Linie wirkte der Ausschuss mit an der Vorbereitung der Sitzungen der physikalischen Section. Den Hauptgegenstand der Besprechungen bildete dann die vorläufige Vereinbarung einheitlicher Bezeichnungen für eine Reihe physikalischer Begriffe. Ausserdem verhandelte der wissenschaftliche Ausschuss über die Vorschläge einer vom Vorstand

der Gesellschaft niedergesetzten Commission, betreffend eine neue, dem jetzigen Stande der Wissenschaft besser angepasste Einteilung der Capitel in den „Fortschritten der Physik".

Hiernach berichtete Hr. O. Lummer

über die Interferenz des Lichtes bei mehr als zwei Millionen Wellenlängen Gangunterschied

(nach gemeinschaftlich mit Hrn. **E. Gehrcke** angestellten Untersuchungen).

Endlich gab Hr. Raoult Pictet einen

Beitrag zur Klärung der Theorie der LINDE'schen Luftverflüssigungsmaschine.

Ueber die Interferenz des Lichtes bei mehr als zwei Millionen Wellenlängen Gangunterschied; von O. Lummer und E. Gehrcke.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 17. October 1902.)

(Vgl. oben S. 336.)

Lässt man aus einer Lichtquelle zwei cohärente Lichtanteile 1 und 2 getrennt austreten und dann vermittelst geeigneter Apparate wieder in einem Punkte zusammentreffen, so interferiren dieselben, und es ist mit einer solchen Anordnung die Gelegenheit zum Auftreten von Interferenzstreifen gegeben.

Hierbei wird man auf das Problem geführt, wie lange das Licht interferenzfähig bleibt, d. h. wie gross der Gangunterschied der Strahlen 1 und 2 sein kann, ohne dass die Cohärenz und das Auftreten von Interferenzstreifen gestört wird. Denn es ist keineswegs zu erwarten, dass sich mittelst der natürlichen Lichtquellen bei beliebig hohem Gangunterschied Interferenzen erzeugen lassen, da das Emissionscentrum der Wellen während der ganzen Zeit, in welcher das Licht den Gangunterschied der Strahlen 1 und 2 zurücklegt, notwendig seinen Schwingungszustand und seinen Ort unverändert bewahren muss, wenn ein geordnetes Phänomen entstehen soll.

Das Problem der Interferenzfähigkeit wurde unseres Wissens zuerst von Fizeau und Foucault[1]) behandelt. Diese bedienten sich einer Anordnung, welche auf die Wirkung des

1) H. Fizeau u. L. Foucault, Ann. de chim. et phys. (3) 26, p. 138—148. 1849.

Newton'schen Farbenglases hinausläuft; sie vermochten zu zeigen, dass bis zu 7400 Wellenlängen Gangunterschied Interferenzfähigkeit besteht. Später hat Fizeau[1]) diese Grenze erweitert und mittelst Natriumlichtes am Newton'schen Farbenglase bis zu 50000 Wellen, an einer Glasplatte bis über 60000 Wellen Gangunterschied Interferenzstreifen beobachtet.

Obgleich das von Fizeau verwandte *D*-Licht nicht homogen genug ist, um bei noch höheren Gangunterschieden wegen der Uebereinanderlagerung der von den verschiedenen, nahe benachbarten Wellen erzeugten Streifensysteme ein deutliches Phänomen zu erzeugen, so haftet dem benutzten Apparat als solchem ausserdem eine Fehlerquelle an, welche das Sichtbarwerden von Interferenzen auch im Falle absolut homogenen Lichtes verhindert. Es kommen beim Newton'schen Farbenglase und überhaupt bei allen Apparaten, in denen „Interferenzcurven gleicher Dicke" verwandt werden, in einem und demselben Punkte gleichzeitig auch Strahlen verschiedener Neigung zur Interferenz, und diese, bei hohem Gangunterschied mehr und mehr merklichen, störenden Strahlen setzen der Interferenzfähigkeit, auch bei Verwendung einer noch so kleinen Eintrittspupille des beobachtenden Apparates (Fernrohr oder Auge), eine vorzeitige, scheinbare Grenze.

Will man also der Frage näher kommen, so muss man solche Interferenzen anwenden, welche von dem genannten Uebelstande frei sind. Dies sind allein die „Interferenzcurven gleicher Neigung", welche an planparallelen Platten auftreten und so lange Interferenzstreifen liefern müssen, als die benutzte Lichtquelle genügend homogen ist und die Interferenzfähigkeit ihres Lichtes erhalten bleibt, worauf zuerst der eine von uns hingewiesen hat.[2]) Mittelst dieser Planparallelitätsringe konnte thatsächlich Michelson[3]) an seinem „Interferometer" die vordem erreichte Grenze bedeutend hinausrücken und von der roten Cadmiumlinie bis zu 300000, von der grünen Queck-

---

1) H. Fizeau, Ann. de chim. et phys. (3) **66**. p. 429—482. 1862.

2) Vgl. O. Lummer, Inaug.-Dissert. Berlin 1884; Wied. Ann. **23**. p. 49—84. 1884.

3) A. A. Michelson, Journ. de Phys. (3) **3**. p. 5—22. 1894.

silberlinie bis zu 540000 Wellenlängen Gangunterschied Interferenzen erhalten. Bald darauf gelang es Perot und Fabry[1]), an ihrer „versilberten" Luftplatte mit der grünen Quecksilberlinie bis zu 790000 Wellenlängen Gangunterschied vorzudringen. Sie verdankten dieses Resultat wohl dem Umstande, dass sie statt der von Michelson benutzten Geissler'schen Röhren den lichtstarken Arons'schen Quecksilberlichtbogen anwandten. Es ist uns gelungen, vermittelst dieses Lichtes auch beim Interferometer noch Interferenzen bei dem obigen, bisher höchsten Gangunterschied zu beobachten.

Aber die Planparallelitätsringe haben, wenn auch nicht theoretisch, so doch praktisch ebenfalls eine obere Grenze der Sichtbarkeit. Bei hohen Wegdifferenzen werden die Streifen schliesslich so eng, dass man, abgesehen von anderen Schwierigkeiten, mit bedeutenden Fernrohrvergrösserungen arbeiten muss, welche die Lichtstärke sehr herabsetzen. Vor allem aber ist bisher keine Lichtquelle bekannt, welche homogen genug wäre, um bei weiterer Steigerung des Gangunterschiedes durch Vergrösserung der Dicke der planparallelen Platte noch Interferenzstreifen sichtbar werden zu lassen. Denn, wie wir gezeigt haben[2]), bestehen die Quecksilberlinien aus einer grossen Anzahl von discreten, sehr nahe benachbarten Wellen, deren Inhomogenität sich bei genügend hohem Gangunterschied schliesslich doch störend bemerkbar machen muss.

Wir beschreiben im Folgenden eine Methode, auf Grund welcher man die Interferenzfähigkeit bis zu sehr hohen Gangunterschieden untersuchen kann, ohne die Dicke der planparallelen Platte entsprechend weiter steigern zu müssen. Diese Methode beruht auf dem Princip, aus der Mitwirkung der im Innern einer planparallelen Platte vielfach reflectirten Strahlen auf die Interferenzfähigkeit zu schliessen. Bekanntlich nehmen die Interferenzstreifen eine abnorme Schärfe

1) A. Perot u. Ch. Fabry, Ann. de chim. et phys. (7) **12**. p. 459 bis 501. 1897.

2) O. Lummer u. E. Gehrcke, Sitzungsber. d. k. Akad. d. Wissensch. zu Berlin p. 11—17. 1902. Vgl. auch O. Lummer, Verhandl. d. Deutschen Physik. Gesellsch. **3**. p. 85—98. 1901.

an, wenn viele dieser im Innern reflectirten Büschel zur Erscheinung beitragen. Wir haben bei anderer Gelegenheit (l. c.) für die Intensitätsverteilung $J_{1 \text{ bis } p}$ von p Strahlenbüscheln, welche aus der Hinterfläche einer planparallelen Platte austreten, die Formel aufgestellt:

$$J_{1 \text{ bis } p} = (1 - \sigma^2)^2 \cdot \frac{(1 - \sigma^{2p})^2 + 4\sigma^{2p} \cdot \sin^2 p\frac{\beta}{2}}{(1 - \sigma^2)^2 + 4\sigma^2 \cdot \sin^2 \frac{\beta}{2}},$$

welche für $p = \infty$ in die einfachere Airy'sche Verteilung übergeht:

$$J_{1 \text{ bis } \infty} = \frac{(1 - \sigma^2)^2}{(1 - \sigma^2)^2 + 4\sigma^2 \sin^2 \frac{\beta}{2}}.$$

Hier bedeutet σ^2 den Reflexionscoefficienten, β die Phasendifferenz. Zwei Einflüsse bringen die Schärfe und Schmalheit der Interferenzmaxima hervor: Einmal muss σ^2 möglichst nahe gleich 1, dann muss p, die Anzahl der mitwirkenden Büschel, recht gross sein. Wir geben im Folgenden σ^2 den Wert 0,88, wie er etwa dem Reflexionscoefficienten für durchsichtig versilberte Plattenoberflächen entspricht. In den Figg. 1—4 ist dann für diesen Wert von σ^2 der Einfluss der vielfach reflectirten Strahlen verdeutlicht. Es bedeutet die schwach ausgezogene Curve die von einer homogenen Welle λ_1, die punktirte Curve die von einer mit dieser in „Dissonanz" befindlichen Welle λ_2 erzeugte Intensitätsverteilung. Der Einfachheit wegen ist die Amplitude beider Wellen als gleich gross angenommen worden. Man beobachtet also die durch Summation beider entstehende Intensitätsverteilung, welche durch die dick gezogene Curve dargestellt ist. Man erkennt, dass mit zunehmender Anzahl p der mitwirkenden Strahlen nicht nur die Ordinaten höher werden, also die Intensität wächst, sondern dass auch die Steilheit des Abfalles grösser wird und die Maxima an Schmalheit, die Streifen an Schärfe gewinnen. (Es kommt hierbei wesentlich nur auf die Hauptmaxima an; die kleineren Maxima „zweiten Grades" sind wegen der zu geringen In-

tensität nur von untergeordneter Bedeutung.) Ferner sieht man, dass bei zwei Büscheln ($p = 2$) die aus λ_1 und λ_2 resultirende Gesamtintensität überall die gleiche ist; es tritt hier also ein Verschwinden der Interferenzen ein. Bei 3, 4, 5 etc. Büscheln ($p = 3$, 4, 5 etc.) dagegen haben wir eine Verdoppelung des Ringsystems, wobei auch hier die Schärfe der Ringe mit wachsendem p zunimmt. — Man kann sich so davon überzeugen, dass im allgemeinen Falle bei Mitwirkung von m Wellen, bestenfalls m nebeneinander getrennt wahrnehmbare Ringsysteme entstehen können, und dass bei Beobachtung von m getrennten Interferenzsystemen die Anzahl p der mitwirkenden vielfach reflectirten Strahlen jedenfalls nicht kleiner sein kann als $m + 1$. Diese Betrachtungen bleiben auch bestehen, wenn die Amplituden der Wellen nicht, wie vordem angenommen, einander gleich sind, und im speciellen ist es z. B. niemals möglich, ein **Doppelsystem** von Interferenzringen wahrzunehmen, wenn die Anzahl p der vielfachen Büschel kleiner ist als 3. Sobald z. B. bei Benutzung der aus sehr vielen Wellen bestehenden hellgrünen Hg-Linie eine „Auflösung" in zwei Ringsysteme zu sehen ist, weiss man, dass mindestens drei Büschel ($p = 3$) zur Erscheinung beitragen.

Somit haben wir zunächst die Möglichkeit, aus der Anzahl der Streifensysteme, welche das von einer Hg-Linie und ihren Trabanten erzeugte Interferenzbild zeigt, auf die Mindestanzahl p der mitwirkenden, vielfach reflectirten Strahlen und so auf die Interferenzfähigkeit zu schliessen. Denn lassen wir das Licht etwa wie in Fig. 5 nahezu senkrecht auf die planparallele Platte $ABCD$ auffallen, so ist der Gangunterschied des ersten, direct hindurchtretenden Strahles 1 gegen den Strahl 2, welcher zwei Reflexionen erlitten hat, gleich $2dn$, wo d die Dicke und n den Brechungsexponenten der planparallelen Platte bedeutet; der dritte Strahl 3 hat den Gangunterschied $4dn$, allgemein der p^{te} den Gangunterschied $2dn.(p - 1)$ gegen den ersten Strahl. Ist also nach dem Vorigen durch die Anzahl m der auftretenden Interferenzmaxima die Mitwirkung von $p = m + 1$ Strahlen sicher festgestellt, so folgt daraus, dass noch bei einem Gangunterschied

von $2dn.m$ oder nach $2dnm/\lambda$ ausgesandten Wellenlängen das Licht interferenzfähig ist.[1])

Wir haben zunächst die Interferenzringe untersucht, welche an einer zwischen zwei keilförmigen, durchsichtig versilberten Glasstücken gebildeten Luftplatte entstehen. Bei einer Dicke der Luftplatte von 16 cm bildete die grüne Quecksilberlinie ein doppeltes Ringsystem. Hieraus würde also folgen, dass

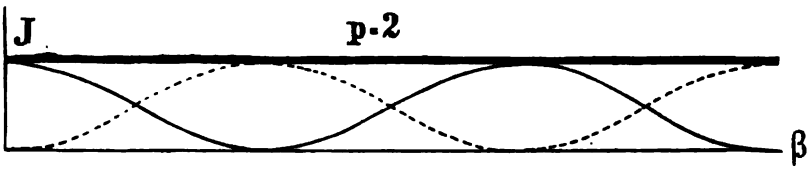


Fig. 1.

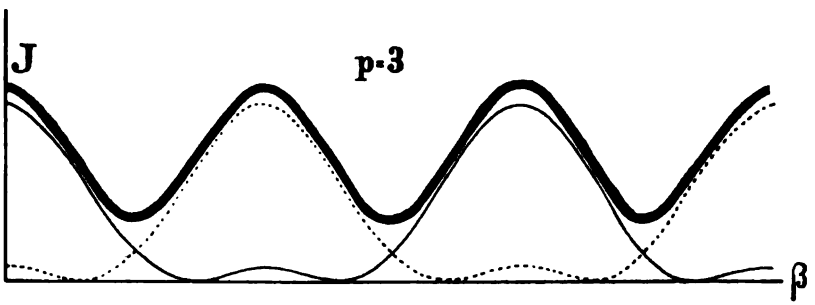


Fig. 2.

wenigstens drei Strahlenbüschel an dem Phänomen mitgewirkt haben; da der Gangunterschied zwischen dem ersten und dritten Strahl $2.16.2 = 64$ cm beträgt, so ist also damit festgestellt, dass die Interferenzfähigkeit wenigstens bis zu dieser Strecke, d. h. bis zu 1 200 000 Wellenlängen oder ebensoviel ausgesandten Schwingungen erhalten bleibt.

Die Schärfe und Zeichnung der bei 16 cm Luftschicht beobachteten Interferenzen lässt vermuten, dass mehr als drei

---

1) Vgl. O. Lummer, Physik. Zeitschr. 3. p. 172—175. 1901.

Büschel mitwirken, also die Interferenzfähigkeit auf noch grössere Gangunterschiede hin erhalten bleibt. Denn wie aus

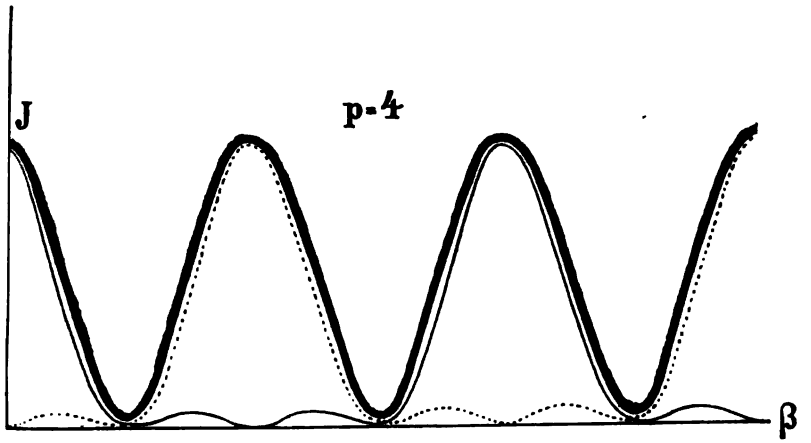


Fig. 3.

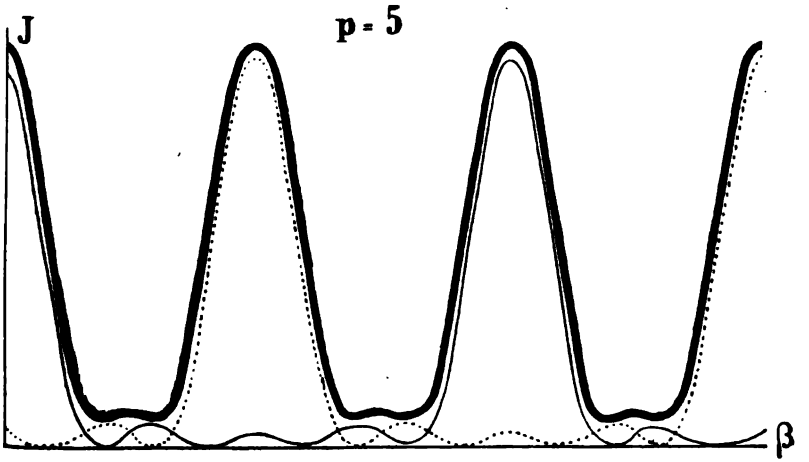


Fig. 4.

Fig. 2 hervorgeht, ist für $p = 3$ die resultirende Intensitätsverteilung eine mehr oder weniger sinusartige, und baut sich ausserdem auf einer allgemeinen Helligkeit auf; erst wenn

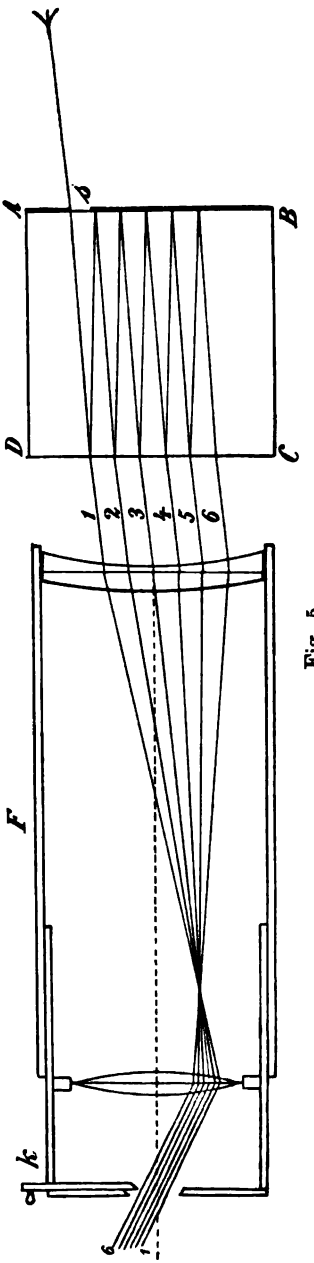


Fig. 5.

$p > 3$, kommen vollkommenere Minima und schärfere Ringe zu stande. Doch ist es nicht leicht, aus der Schärfe des Phänomens mit einiger Sicherheit auf die Anzahl der mitwirkenden Strahlen zu schliessen.

Wir haben daher einen anderen, directeren Weg eingeschlagen, um diese Frage zu entscheiden. Angenommen, die Interferenzfähigkeit bliebe bis zum p^{ten} Büschel erhalten, vom $p + 1^{ten}$ ab dagegen nicht mehr, so muss sich folgendes beobachten lassen: Blendet man die Büschel $p + 1$, $p + 2, \ldots \infty$ künstlich ab, so muss das Phänomen zwar lichtschwächer werden, aber die Schärfe darf keine Einbusse erleiden. Blendet man dagegen auch noch die Büschel $p, p - 1, \ldots$ successive ab, so muss das Phänomen nicht nur lichtschwächer, sondern auch unschärfer und verwaschener werden. Auf diese Weise hat man ein zweites Kriterium, welches die Interferenzfähigkeit bei hohem Gangunterschied zu prüfen gestattet.

Wir haben diese Methode vorerst nur bei einer planparallelen Glasplatte angewandt und folgende Versuchsanordnung gewählt (Fig. 5):

Die 6 cm dicke, planparallele Glasplatte [1]) ist auf der einen

1) Geliefert von Hrn. H. Haecke in Berlin.

Seite AB undurchsichtig versilbert und trägt einen schmalen Spalt s in der Silberschicht, durch welchen grünes Quecksilberlicht, nahezu senkrecht, eintritt. Die andere Seite CD der Platte hat eine durchsichtige Silberschicht von passend gewählter Dicke. So gelangt nur ein sehr kleiner Bruchteil längs des Strahles 1 zum Austritt, bei weitem der grösste Anteil wird reflectirt und spaltet dann fernerhin die schwachen Anteile 2, 3 ... parallel zu 1 ab. Alle diese Strahlen 1, 2, 3 ... werden von einem auf ∞ gestellten Fernrohr F in der Brennebene vereinigt.

Hält man vor das Ocular des Fernrohrs eine Lupe, durch welche man den Ocularkreis betrachtet, so erblickt man die einzelnen, von den Strahlen 1, 2, 3 ... gebildeten Spiegelbilder des in die Silberschicht AB eingeritzten Spaltes getrennt nebeneinander liegend; ein in das Ocular dicht hinter den Ocularkreis eingesetzter Schieber k erlaubt, beliebig viele derselben abzublenden. Wir beobachteten so (nach Fortnahme der Lupe) ein Streifensystem, welches durch eine scharfe, schwarze Doppellinie und eine zweite, ebenfalls scharfe, aber nicht so dunkle Doppellinie auf hellem, etwas schattirtem Grunde charakterisirt ist. Aus dem Auftreten von vier Ringsystemen ($m = 4$) folgt zunächst als untere Grenze die Mitwirkung von $p = 5$ Büscheln; aus der gestochenen Schärfe der Minima aber darf man schliessen, dass mehr als 5 Büschel mitwirken. In Uebereinstimmung hiermit steht die Beobachtung, dass die Abblendung der Büschel 6 bis ∞ die Schärfe des Phänomens verschwinden liess. Ausserdem zeigte sich bei genauerer Untersuchung, dass bereits das Abblenden des neunten Spiegelbildes und aller folgenden, den Strahlen 10, 11, ... zugehörigen Spiegelbilder das Interferenzphänomen deutlich unschärfer macht.

Hieraus ist also zu folgern, dass das Licht sicher bis zum neunten vielfach reflectirten Strahl seine Interferenzfähigkeit beibehält. Dem entspricht ein Gangunterschied von $2.6.1{,}5.8 = 144$ cm oder 2600000 Wellenlängen. Mit dickeren Platten wird man diese untere Grenze jedenfalls noch bedeutend erweitern können.

Sicher wird man schon jetzt schliessen dürfen, dass unter den unendlich vielen emittirenden Dampfteilchen des Hg-Lichtbogens die weitaus grösste Anzahl während einer längeren Zeit interferenzfähiges Licht aussendet, als die Zeit beträgt, in welcher $2^1/_2$ Millionen Wellen entsandt werden ($< 10^{-8}$ Sec.), da ja bei diesem Gangunterschied die Gesamtheit aller Teilchen noch ein wohlgeordnetes Interferenzphänomen erzeugt.

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.

Jahrg. 4. Nr. 15.

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft.

Sitzung vom 31. October 1902.

Vorsitzender: Hr. E. Warburg.

Der Vorsitzende teilt mit, dass der Vorstand anrege, das Stiftungsfest der Gesellschaft im Januar nächsten Jahres eventuell mit Demonstrationen (auch älteren) physikalischer Erscheinungen zu feiern; er bittet um diesbezügliche Vorschläge, damit in einer späteren Sitzung definitive Beschlüsse gefasst werden können.

Hr. **F. Kurlbaum** demonstrirt dann das von ihm und Hrn. L. Holborn construirte, sowie das Wanner'sche optische Pyrometer.

Hr. **M. Thiesen** spricht schliesslich

Zur Theorie der Diffusion.

Als Mitglieder werden in die Gesellschaft aufgenommen:

Hr. Dr. W. Schuler, Berlin NW., Calvinstrasse 22.
(Vorgeschlagen durch Hrn. W. Stark.)

Hr. E. Müller, Berlin S., Rossstrasse 7.
(Vorgeschlagen durch Hrn. F. F. Martens.)

Zur Theorie der Diffusion;
von M. Thiesen.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 31. October 1902.)

(Vgl. oben S. 347.)

---

1. Die üblichen Diffusionstheorien beruhen für tropfbare Flüssigkeiten auf der Annahme eines constanten „Diffusionscoefficienten", für Gase auf den Voraussetzungen der speciellen Theorien von CLAUSIUS und MAXWELL. Ich will hier versuchen, die Grundlage für eine allgemeinere einheitliche Theorie zu geben. Diese führt zu dem Ergebnisse, dass die Diffusion zweier einfacher Gase von vier Constanten abhängt; doch lassen sich höchstwahrscheinlich diese Constanten auch aus Bestimmungen von Reibungscoefficienten ableiten. Für tropfbare Flüssigkeiten oder nicht vollkommene Gase sind die Verhältnisse complicirter, wahrscheinlich ist auch die Theorie auf die Reibung dieser Flüssigkeiten nicht anwendbar.

2. In einem gleichartigen aus frei beweglichen Molecülen bestehenden Medium, einer Flüssigkeit im weiteren Sinne, befinde sich zur Zeit $t=0$ ein bestimmtes Molecül nahe dem Anfangspunkt der Coordinaten. Wir suchen die Wahrscheinlichkeit $4\pi r^2 F[r,t]\,dr$ dafür, dass dieses Molecül nach zahlreichen Richtungsänderungen zur Zeit t in die Entfernung r (genauer r bis $r+dr$) gelangt sei.

Da jede Richtung gleich berechtigt ist, so ist die Wahrscheinlichkeit dafür, dass das Molecül sich zur Zeit t in einem Volumenelemente dv befinde gleich $F[r,t]\,dv$.

Andererseits sei $f[x,t]$ die Wahrscheinlichkeit dafür, dass das Molecül zur Zeit t eine bestimmte x-Ordinate habe. Es ist dann

$$f[x,t]=\int_{-\infty}^{+\infty}\!\!\int F[r,t]\,dy\,dz, \tag{1}$$

also vollkommen unabhängig von y und z.

Die Wahrscheinlichkeit dafür, dass das Molecül gleichzeitig bestimmte x, y, z-Ordinaten habe, sich also im Volumenelemente $dv=dx\,dy\,dz$ befinde, ist gleich

$$f[x,t]\,f[y,t]\,f[z,t]\,dx\,dy\,dz.$$

Setzen wir diesen Ausdruck dem oben für dieselbe Grösse erhaltenen Ausdruck gleich, so erhalten wir die Functionalgleichung

$$f[x,t]f[y,t]f[z,t] = F[r,t]. \tag{2}$$

Die Gleichung (2) wird durch

$$f[x,t] = A e^{-Bx^2}, \quad F[r,t] = A^3 e^{-Br^2} \tag{3}$$

gelöst.[1]) Da $f[x,t]$ für alle Werte von x reell, positiv und endlich sein muss, so sind A und B ebenfalls positive reelle Grössen. Aus der Definition von $f[x,t]$ folgt ferner

$$\int_{-\infty}^{+\infty} f[x,t]\,dx = 1 \tag{4}$$

und demnach zwischen A und B die Beziehung

$$\pi A^2 = B. \tag{5}$$

Um die Abhängigkeit dieser Grössen von t zu finden, benutzen wir eine von Hrn. Stanzel aufgestellte Beziehung.[2]) Man erhält sie, wenn man die Wahrscheinlichkeit, dass eine Ordinate in der Zeit $t + t_1$ erreicht wird, der zusammengesetzten Wahrscheinlichkeit gleichsetzt, dass zunächst in der Zeit t ein Zwischenpunkt und dann im Zeitintervall t_1 die festgesetzte Ordinate erreicht wird, vorausgesetzt, dass man alle möglichen Lagen des Zwischenpunktes zusammenfasst. Es ist also

$$f[x, t+t_1] = \int_{-\infty}^{+\infty} f[\xi, t] f[x-\xi, t_1]\,d\xi. \tag{6}$$

1) Die Functionalgleichung (2) ist von Maxwell zur Ableitung seines Gesetzes über die Verteilung der Geschwindigkeiten von Gasmolecülen benutzt worden (J. Cl. Maxwell, Phil. Mag. (4) **19.** p. 19. 1860; Scientific Papers **1.** p. 381. Cambridge 1890). Diese Ableitung wird mit Recht für ungenügend gehalten, und O. E. Meyer fiel in einen bald anerkannten Fehler, als er in einem gleichartigen Falle den Spuren Maxwell's folgte (O. E. Meyer, De gasorum theoria p. 7. Breslau 1866). Im letzteren Falle war $f(x)$ nicht unabhängig von r; Maxwell hatte diese Unabhängigkeit nicht bewiesen, wenn ihn auch das Glück des Genies zum richtigen Resultate führte. Im vorliegenden Falle kann über die Unabhängigkeit kein Zweifel bestehen.

2) K. Stanzel, Sitzungsber. d. k. Akad. d. Wissensch. zu Wien (IIa) **110.** p. 1039. 1901.

Setzt man hierin für f seinen Wert nach (3) und führt die Integration aus, so führt die resultirende Gleichung bei Berücksichtigung von (5) auf die einzige Bedingung

$$B_{[t+t_1]} = \frac{B_{[t]} B_{[t_1]}}{B_{[t]} + B_{[t_1]}}, \tag{7}$$

aus welcher folgt, dass B proportional mit t^{-1} ist. Es ergiebt sich daher schliesslich

$$f[x, t] = \frac{b}{\sqrt{\pi t}} e^{-\frac{b^2 x^2}{t}}, \tag{8}$$

$$F[r, t] = \frac{b^3}{\sqrt{\pi^3 t^3}} e^{-\frac{b^2 r^2}{t}}. \tag{9}$$

Die Constante b ist noch vom Medium und der Natur des betrachteten Molecüles abhängig, sie möge Verbreitungsconstante genannt werden.

3. Wir betrachten jetzt eine grössere Zahl von Molecülen, die alle gleichartig, im übrigen aber beliebig aus der Zahl aller Molecüle gleicher Art in dem Medium herausgegriffen sind. Das Medium selbst kann Molecüle der verschiedensten Art enthalten, jede Art für sich soll aber gleichmässig verteilt sein; es wird sich dann die Natur des Mediums, dies als Ganzes betrachtet, nicht ändern, dagegen ändert sich im Laufe der Zeit die Verteilung der besonders betrachteten Molecüle in diesem Medium. Wir nennen Molecüldichte ihre Zahl in der Volumeneinheit und bezeichnen diese Dichte zur Zeit t und an der durch die Coordinaten x, y, z gegebenen Stelle mit $\varphi[x, y, z, t]$.

Die gemachten Voraussetzungen unterscheiden sich nicht von denen des zweiten Capitels, wir können also dessen Ergebnisse unmittelbar benutzen und erhalten zunächst die Zahl derjenigen Molecüle, die sich zur Zeit t im Raumelemente $dx\,dy\,dz$ befinden, während sie zur Zeit 0 im Raumelemente $d\xi\,d\eta\,d\zeta$ waren, gleich

$$F[r, t]\,dx\,dy\,dz \,.\, \varphi[\xi, \eta, \zeta, 0]\,d\xi\,d\eta\,d\zeta,$$

falls

$$r^2 = (x-\xi)^2 + (y-\eta)^2 + (z-\zeta)^2, \tag{10}$$

gesetzt wird, und daraus, wenn wir die Summe für alle besonders betrachteten Molecüle nehmen,

$$\varphi[x, y, z, t] = \int_{-\infty}^{+\infty}\!\!\iiint F[r, t]\,\varphi[\xi, \eta, \zeta, 0]\,d\xi\,d\eta\,d\zeta. \tag{11}$$

Wie unmittelbar aus (9) folgt, genügt $F[r, t]$ und demnach (wegen (11)) auch $\varphi[x, y, z, t]$ der partiellen Differentialgleichung

$$4b^2 \frac{\partial \varphi}{\partial t} = \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2}. \tag{12}$$

Dies trifft für endliche Werte von t auch zu, falls φ für $t=0$ keine differentiirbare Function sein sollte. Umgekehrt kann (11) als eine Form der allgemeinen Lösung dieser viel untersuchten Differentialgleichung aufgefasst werden.[1])

Hängt φ nur von einer, der x-Ordinate ab, so reduciren sich (11) und (12) auf

$$\varphi[x, t] = \int_{-\infty}^{+\infty} f[x - \xi, t]\, \varphi[\xi, 0]\, d\xi; \tag{13}$$

$$4b^2 \frac{\partial \varphi}{\partial t} = \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2}. \tag{14}$$

4. Wir suchen jetzt einen Ausdruck für die Strömungsgeschwindigkeit der Molecüle. Zu diesem Ende nehmen wir an, dass die Dichte der herausgegriffenen Molecüle zur Zeit 0 gegeben sei durch

$$\varphi[x, 0] = \begin{cases} C - Dx & \text{für } x < 0 \\ 0 \quad\quad ,, & x > 0 \end{cases}$$

und bestimmen die Zahl der Molecüle, welche zur Zeit t auf die positive Seite der yz-Ebene gelangt ist.

Für die Flächeneinheit ist diese Zahl nach (13)

$$\int_0^\infty \varphi[x, t]\, dx = \frac{b}{\sqrt{\pi t}} \int_0^\infty dx \int_{-\infty}^0 (C - D\xi)\, e^{-\frac{b^2 (x-\xi)^2}{t}}\, d\xi.$$

Multiplicirt man auf der rechten Seite die Integrationsvariabeln mit $\sqrt{t}/b$ und kehrt das Zeichen von ξ um, so erhält man dafür

$$\frac{C}{b}\sqrt{\frac{t}{\pi}} \int_0^\infty\int dx\, d\xi\, e^{-(x+\xi)^2} + \frac{Dt}{b^2\sqrt{\pi}} \int_0^\infty\int \xi\, dx\, d\xi\, e^{-(x+\xi)^2}$$

1) J. B. J. Fourier, Oeuvres 1. p. 435. Paris 1888.

und wenn man die leicht zu ermittelnden Werte der Doppelintegrale einführt,

$$\frac{C}{2b}\sqrt{\frac{t}{\pi}} + \frac{Dt}{8b^2}.$$

Hätten wir umgekehrt angenommen, dass zur Zeit 0 auf der negativen Seite der yz-Ebene die Molecüldichte 0, auf der positiven Seite $C - Dx$ gewesen wäre, so hätten wir für die Zahl der nach der negativen Seite durchgegangenen Molecüle ein ganz ähnliches Resultat, aber mit negativem D erhalten. Fassen wir nun beide Resultate zusammen, so ergiebt sich, dass in der Zeiteinheit durch die Flächeneinheit die Zahl von

$$u = -\frac{1}{4b^2}\frac{\partial \varphi}{\partial x} \tag{15}$$

Molecülen hindurchtritt, falls φ eine lineare Function von x ist.

Diese letztere Beschränkung kann man fallen lassen, sobald man die Betrachtung auf genügend kurze Zeiträume bezieht. Denn höhere Potenzen von x im Werte von $\varphi[x, 0]$ führen für $\varphi[x, t]$ auf höhere Potenzen von t und sind daher im Grenzfalle ohne Einfluss. Man übersieht ausserdem sofort, dass der Ausdruck (15) die x-Componente der Strömung darstellt, falls φ auch von den anderen Ordinaten abhängig ist.

Der gewonnene Begriff der Strömung erlaubt nun auch die Bedingung eines durchaus gleichartigen Mediums fallen zu lassen, falls man die Betrachtung auf genügend kleine Räume und Zeiten beschränkt, die aber doch so gross vorausgesetzt werden müssen, dass für sie die Grundlage der bisherigen Betrachtung unverändert bleibt. Es wird dann b, das ja von der Natur des Mediums abhängt, mit Ort und Zeit variiren können; für einen bestimmten Ort und eine bestimmte Zeit bleibt aber die Gleichung (15) bestehen. Aus ihr ergiebt sich unmittelbar die Zahl der Molecüle, die in der x-Richtung durch die Flächeneinheit in den zwischen x und $x + dx$ gelegenen Raum treten, gleich

$$dx \cdot \frac{\partial .}{\partial x}\frac{1}{4b^2}\frac{\partial \varphi}{\partial x}$$

und daher für das Volumenelement

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} = \frac{\partial .}{\partial x}\frac{1}{4b^2}\frac{\partial \varphi}{\partial x} + \frac{\partial .}{\partial y}\frac{1}{4b^2}\frac{\partial \varphi}{\partial y} + \frac{\partial .}{\partial z}\frac{1}{4b^2}\frac{\partial \varphi}{\partial z} \tag{16}$$

an Stelle der specielleren Gleichung (12).

5. Bei der Anwendung der vorstehenden Betrachtungen muss man berücksichtigen, dass in einem homogenen Medium die Strömung der Molecüle sich jeder Beobachtung entziehen muss. Denn sobald die betrachteten Molecüle thatsächlich ein sie auszeichnendes Merkmal haben, an welchem ihre Bewegung erkannt werden kann, ist das Medium nicht mehr homogen. Immerhin giebt es Fälle, in denen man annehmen kann, dass die die Molecüle auszeichnenden Eigenschaften einen so geringen Einfluss auf die Verteilungsströmung haben, dass dieser Einfluss vernachlässigt werden kann.

Kann man annehmen, dass eine Grösse ausschliesslich durch die Strömung der Molecüle verbreitet wird, ohne dass sie durch diese Strömung geschaffen oder vernichtet wird, so wird diese Grösse im allgemeinen die Differentialgleichung (16) erfüllen müssen. b gilt dann für die Molecüle, welche als Träger der Grösse anzusehen sind und für das durch Anwesenheit der Grösse veränderte Medium. Kann man annehmen, dass die Verteilungsströmung der Molecüle durch die Grösse, deren Träger sie sind, gar nicht beeinflusst wird, so kann man die Strömung der Grösse auch in einem homogenen Medium beobachten; diese Strömung gehorcht dann der Differentialgleichung (12) und das b dieser Gleichung ist dasselbe, wie es dem homogenen Medium zukommt.

Einen Fall, in dem man die letzte specielle Annahme mit einiger Sicherheit machen kann, bietet die Reibung, das ist die Weiterverbreitung der allgemeinen Massenbewegung einer Flüssigkeitsschicht. In den einfacheren Fällen einer durch Reibung beeinflussten Bewegung nimmt man die Gleichung (12) als gültig an, falls φ eine Geschwindigkeitscomponente bedeutet; die von uns mit $4b^2$ bezeichnete Grösse setzt man gleich der Massendichte der Flüssigkeit δ, dividirt durch ihren Reibungscoefficienten η. Dabei ist vorausgesetzt, dass die durch die Reibung erzeugte Wärme abgeleitet wird und Temperaturunterschiede daher nicht zu berücksichtigen sind. Wir nehmen daher als gültig an

$$4b^2\eta = \delta. \tag{17}$$

Die Bedeutung der Grösse b im Falle der Reibung ist klar, falls es sich um ein Medium mit nur einer Art von

Molecülen handelt. Bei einem zusammengesetzten Medium wird man bei zwei Arten von Molecülen haben

$$\frac{1}{b^2}\frac{\partial \varphi}{\partial x} = \frac{1}{b_1^2}\frac{\partial \varphi_1}{\partial x} + \frac{1}{b_2^2}\frac{\partial \varphi_2}{\partial x},$$

falls b_1, b_2 die Verbreitungsconstanten der Molecüle erster und zweiter Art in dem Medium, φ_1, φ_2 die Dichten der die Bewegungseinheit tragenden Molecüle beider Arten sind.

Wir setzen voraus, dass sich die Zusammensetzung der Flüssigkeit durch die Reibung nicht ändert. Dann wird die Bewegungsgrösse auf die Molecüle verschiedener Art durchweg im Verhältnis ihrer Masse verteilt sein; bezeichnet man also die Teildichten mit μ_1, μ_2, so wird sein

$$\frac{\varphi_1}{\varphi} = \frac{\mu_1}{\delta}; \quad \frac{\varphi_2}{\varphi} = \frac{\mu_2}{\delta},$$

und folglich

$$4\eta = \frac{\delta}{b^2} = \frac{\mu_1}{b_1^2} + \frac{\mu_2}{b_1^2}. \tag{18}$$

Eine völlige Trennung der Grössen b_1 und b_2 ist auf Grund der bisherigen Betrachtungen durch Beobachtung der Reibung nicht möglich, da sich diese Grössen noch mit der Zusammensetzung des Mediums ändern.

Eine andere Grösse, welche durch die Strömung der Molecüle verbreitet werden kann, ist die Wärme. Im Falle der Wärmeleitung wird man allerdings stets von der Differentialgleichung (16) ausgehen müssen, da dann im Medium Temperaturunterschiede vorhanden sein müssen, die mit der Bedingung der Homogenität nicht vereinbar sind. Immerhin kann man auch in diesem Falle die Grösse $1/4\,b^2$ mit der entsprechenden Grösse in der Differentialgleichung für den Temperaturausgleich identificiren, einer Grösse, die man zweckmässig nach einem Vorschlage von F. E. Neumann die Temperaturleitungsfähigkeit K nennen kann, gewöhnlich aber als Quotient aus der Wärmeleitungsfähigkeit $\varkappa$, dividirt durch das Product aus der Massendichte δ und der specifischen Wärme c darstellt. Es ist also

$$1 = 4\,b^2 K \text{ oder } \delta c = 4\,b^2 \varkappa. \tag{19}$$

Eliminirt man b^2 zwischen (17) und (19), so findet man eine Beziehung zwischen der Reibung und der Wärmeleitung. Aus speciellen Voraussetzungen der kinetischen Gastheorie hat man

für Gase teils dieselbe, teils aber auch stark abweichende Beziehungen abgeleitet. Eine Prüfung durch die Erfahrung ist nicht leicht, da Wärme auch auf anderen Wegen übergeführt wird, und die Beobachtungen an Flüssigkeiten zur Bestimmung von K nicht immer leicht zu interpretiren sind. Ausserdem wird die einfache Beziehung nur bei einfachen Flüssigkeiten gültig sein, da sich die lebendige Kraft der Wärme in anderer Weise auf verschiedenartige Molecüle verteilen wird, als es bei der Reibung für die Bewegungsgrösse der Fall ist. An dieser Stelle soll auf die Wärmeleitung nicht näher eingegangen werden.

6. Wir kommen jetzt zur Betrachtung der eigentlichen Diffusion, bei der zwei chemisch verschiedene Substanzen sich miteinander mischen. In diesem Falle ist das Medium nicht mehr homogen, also auch b nicht constant. Aber auch die allgemeinere Differentialgleichung (16) wird zur Darstellung der Diffusionserscheinungen nur in Ausnahmefällen genügen. Denn auch in den Fällen, in denen keine äusseren Kräfte eine Bewegung der Flüssigkeit verursachen, wird eine sichtbare Bewegung durch den Diffusionsvorgang selbst veranlasst werden, zumal da im allgemeinen die Mischung zweier verschiedener Flüssigkeiten mit einer Volumenänderung verbunden ist. Nennt man x' die x-Componente der Geschwindigkeit dieser Verschiebungsströmung, so ist diese zur entsprechenden durch (15) gegebenen Verteilungsströmung hinzuzufügen und man erhält für eine durch den Index (1) unterschiedene Gruppe von Molecülen, die, wie wir annehmen wollen, nur in der x-Richtung Unterschiede aufweisen, an Stelle von (16)

$$\frac{\partial .}{\partial x}\left\{\frac{1}{4 b_1^2}\frac{\partial \varphi_1}{\partial x} - \varphi_1 x'\right\} = \frac{\partial \varphi_1}{\partial t}. \tag{20}$$

Ebenso giebt eine andere Gruppe

$$\frac{\partial .}{\partial x}\left\{\frac{1}{4 b_2^2}\frac{\partial \varphi_2}{\partial x} - \varphi_2 x'\right\} = \frac{\partial \varphi_2}{\partial t}. \tag{21}$$

Diese Gleichungen entsprechen der sogenannten Continuitätsbedingung, die in dem Falle gilt, dass nur sichtbare Bewegung vorhanden ist.

Es mögen nun überhaupt nur zwei Arten von Molecülen vorhanden sein und jede der beiden Gruppen möge alle

Molecüle derselben Art umfassen. Wir gewinnen dann eine dritte Gleichung, wenn wir die Dichte (oder besser die Volumenänderung der Flüssigkeit durch Mischung ihrer Bestandteile) durch φ_1 und φ_2 ausdrücken. Es seien m_1 und m_2 die Massen der Molecüle erster und zweiter Art, δ_1 und δ_2 die Massendichten der ungemischten Flüssigkeiten; dann ist $m_1 \varphi_1 / \delta_1$ das Volumen, welches die im Volumen Eins enthaltene Flüssigkeit erster Art im unvermischten Zustande einnehmen würde; also

$$\zeta = \frac{m_1}{\delta_1} \varphi_1 + \frac{m_2}{\delta_2} \varphi_2 \tag{22}$$

das Volumen vor der Mischung gemessen durch das Volumen nach der Mischung.

Die Gleichungen (20), (21), (22) würden erlauben den Diffusionsvorgang zu verfolgen, wenn die Grössen b_1, b_2, ζ in ihrer Abhängigkeit von der Zusammensetzung und für die Bedingungen, unter denen die Diffusion vor sich geht, gegeben wären.

Zur weiteren Vereinfachung des sehr complicirten Problems machen wir nun zwei Voraussetzungen, die allerdings nur annähernd zutreffen können. Wir nehmen erstens an, dass die Eigenschaften des Mediums beim Diffusionsvorgange nur von seiner Zusammensetzung abhängen, also b_1, b_2, ζ als Functionen von φ_1 allein, nicht auch daneben von x und t, sowie dass δ_1 und δ_2 als Constanten angesehen werden können. Zweitens vernachlässigen wir die durch Mischung eintretende Volumenänderung, setzen also $\zeta = 1$.

Wir erhalten dann, wenn wir die Gleichungen (20) und (21) mit m_1/δ_1 und m_2/δ_2 multiplicirt addiren,

$$\frac{\partial}{\partial x} \left\{ \frac{m_1}{4 b_1^2 \delta_1} \frac{\partial \varphi_1}{\partial x} + \frac{m_2}{4 b_2^2 \delta_2} \frac{\partial \varphi_2}{\partial x} - x' \right\} = 0$$

und daraus, unter Vernachlässigung der Integrationsconstante

$$\begin{cases} x' = \dfrac{m_1}{4 b_1^2 \delta_1} \dfrac{\partial \varphi_1}{\partial x} + \dfrac{m_2}{4 b_2^2 \delta_2} \dfrac{\partial \varphi_2}{\partial x}, \\ \quad = \dfrac{m_1}{\delta_1} \dfrac{\partial \varphi_1}{\partial x} \left(\dfrac{1}{4 b_1^2} - \dfrac{1}{4 b_2^2} \right). \end{cases} \tag{23}$$

Setzt man diesen Wert in (20) ein, so wird schliesslich

$$\frac{\partial}{\partial x} \left\{ \frac{1}{4 b_1^2} - \frac{m_1}{\delta_1} \varphi_1 \left(\frac{1}{4 b_1^2} - \frac{1}{4 b_2^2} \right) \right\} \frac{\partial \varphi_1}{\partial x} = \frac{\partial \varphi_1}{\partial t}. \tag{24}$$

Nach der üblichen Theorie, die von BERTHOLLET[1]) und FICK[2]) herrührt, müsste die in der Klammer { } enthaltene Grösse constant sein, doch beweisen die vorliegenden Versuche, dass diese Theorie nur eine gewisse Näherung geben kann.

Trotz der immer noch grossen Complication von Formel (23) erscheint es nicht aussichtslos, durch geeignete Diffusionsversuche b_1 und b_2 als Functionen von φ_1 zu finden. Man könnte dann aus (18) auch die Reibungscoefficienten berechnen und durch Vergleich mit ihrer directen Bestimmung eine Prüfung der Theorie auch für Flüssigkeiten im engeren Sinne gewinnen. Allerdings legt der grosse Wert des Reibungscoefficienten von Flüssigkeiten die Annahme nahe, dass die Reibung tropfbarer Flüssigkeiten zum Teil Ursachen habe, die unserer Theorie fremd, ja geradezu entgegengesetzter Art sind.

7. Die Eigenschaften der Gase lassen eine weitere Vereinfachung der Theorie zu. b^2 stellt einen Widerstand dar, denken wir uns nun ein Gas in verschiedene Systeme zerlegt, so dürfen wir annehmen, dass der Widerstand des ganzen Mediums sich aus dem Widerstand der einzelnen Systeme zusammensetzen lässt. Daraus folgt, dass für ein einfaches Gas b^2 seiner Dichte proportional zu setzen ist, und dass man allgemein für ein aus mehreren Bestandteilen zusammengesetztes Gas und für den Widerstand, den ein Molecül erster Art erleidet, wird setzen können

$$4\,b_1^2 = a_{11}\,\varphi_1 + a_{12}\,\varphi_2 + \cdots, \tag{25}$$

wo jetzt die a von den φ unabhängige Grössen sind.

Wenden wir dies zunächst auf den Reibungscoefficienten eines einfachen Gases an, so erhalten wir aus (17)

$$\eta_1 = \frac{\delta_1}{a_{11}\,\varphi_1} = \frac{m_1}{a_{11}}, \tag{26}$$

also den berühmten MAXWELL'schen Satz, dass der Reibungscoefficient eines Gases von dessen Dichte unabhängig ist.

---

1) CL. BERTHOLLET, Essai de statique chimique 1. Cap. 4. Paris 1803. (Original nicht eingesehen.)

2) A. FICK, Pogg. Ann. 94. p. 59. 1855.

Für ein aus zwei Bestandteilen zusammengesetztes Gas erhalten wir aus (18)

$$\eta = \frac{\delta_1}{a_{11}\varphi_1 + a_{12}\varphi_2} + \frac{\delta_2}{a_{21}\varphi_1 + a_{22}\varphi_2}$$

oder

$$\eta = \frac{\eta_1}{1 + \frac{a_{12}}{a_{11}}\frac{\varphi_2}{\varphi_1}} + \frac{\eta_2}{1 + \frac{a_{21}}{a_{22}}\frac{\varphi_1}{\varphi_2}}, \tag{27}$$

falls η_1 und η_2 die Reibungscoefficienten der reinen Bestandteile sind. Man kann durch Anwendung dieser Formel auf Beobachtungen der Reibung gemischter Gase die einzelnen a voneinander trennen. So erhielt ich aus einer von Maxwell[1]) angeführten und nach einer complicirten Formel berechneten Beobachtungsreihe Graham's bei guter Darstellung der Beobachtungen, falls der Index 1 auf Kohlensäure, der Index 2 auf Wasserstoff bezogen wird,

$$\frac{m_1}{m_2}\frac{a_{22}}{a_{11}} = 1{,}73, \quad \frac{a_{12}}{a_{11}} = 0{,}3, \quad \frac{a_{21}}{a_{22}} = 1{,}6.$$

Vorausgesetzt ist dabei, dass eine merkliche Entmischung bei den Versuchen nicht eingetreten ist; ferner gelten die Zahlen nur für die Versuchstemperatur.

Die Formel für die Diffusion zweier einfacher Gase ergiebt sich aus (24), wenn für die Verbreitungsconstanten ihre Werte nach (25) gesetzt werden. Wir wollen aber das Resultat in einer mehr symmetrischen Form darstellen und dabei berücksichtigen, dass die Grössen m_1/δ_1 für alle Gase denselben Wert haben. Wir setzen

$$\varphi_1 = \sigma + \varepsilon, \quad \varphi_2 = \sigma - \varepsilon; \tag{28}$$

$$\begin{cases} A_1 = a_{11} + a_{12}, & B_1 = a_{11} - a_{12}; \\ A_2 = a_{21} + a_{22}, & B_2 = a_{21} - a_{22}; \end{cases} \tag{29}$$

und erhalten, da σ constant bleibt, statt (24)

$$\frac{\delta}{\partial x} D \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} = \frac{\partial \varepsilon}{\partial t}; \tag{30}$$

$$2D = \frac{1}{A_1\sigma + B_1\varepsilon}\left(1 - \frac{\varepsilon}{\sigma}\right) + \frac{1}{A_2\sigma + B_2\varepsilon}\left(1 + \frac{\varepsilon}{\sigma}\right). \tag{31}$$

1) J. Cl. Maxwell, Phil. Trans. 157. p. 85. 1866; Scientific Papers 2. p. 79. 1890.

Die Diffusion hängt also von vier Constanten ab, die aber aus Reibungscoefficienten abgeleitet werden können. [1]) Da die a von Null verschiedene positive Grössen sind, so kann D nur constant werden, wenn

$$a_{11} = a_{12} = a_{21} = a_{22}$$

wird; nur in diesem Falle existirt eine „Diffusionsconstante".

Die partielle Differentialgleichung (30) wird sich im allgemeinen nur näherungsweise integriren lassen. Ein particuläres Integral, das von BOLTZMANN herrührt, von HANSMANNINGER angegeben wurde [2]) und sogar nichts über die Form der Abhängigkeit zwischen D und s voraussetzt, ist keine Lösung in unserem Sinne. Denn BOLTZMANN nimmt nicht an, dass D als Function von s, sondern dass es als eine gewisse Function von x und t gegeben sei; bei dieser Auffassung wird die Differentialgleichung linear und verhältnismässig leicht zu behandeln, ihre Lösung bleibt aber ohne unmittelbaren Nutzen.

Die weitere Behandlung der Diffusionsgleichungen, die Anwendung auf vorliegende Versuche über Gase und Flüssigkeiten und namentlich die Erklärung dafür, dass viele dieser Versuche auf einen nahe constanten Diffusionscoefficienten zu führen scheinen, behalte ich mir für eine spätere Mitteilung vor.

8. Zum Schlusse sei es mir noch gestattet einen Wunsch auszusprechen, der dahin geht, dass recht bald gute, wenn auch nur relative Bestimmungen der Reibungscoefficienten von Gasgemischen gemacht würden. Es sollten zunächst mindestens drei Gase in reinem Zustande und in ihren binären Mischungen, letztere in mindestens drei verschiedenen Verhältnissen, wenn möglich bei zwei verschiedenen Temperaturen untersucht werden. Man würde dadurch eine Anzahl der a bestimmen, deren Berechnung aus Diffusionsversuchen viel mühsamer und ungenauer ist, und man würde neben einer beiläufigen Prüfung der hier gegebenen Theorie einen Anhalt für die Untersuchung haben, ob und welche Beziehungen zwischen diesen a bestehen.

---

1) Ueber den Wert der Beziehungen, welche aus den specielleren Theorien zwischen Diffusions- und Reibungsconstanten abgeleitet wurden, vgl. L. BOLTZMANN, Vorlesungen über Gastheorie 1. p. 203. Leipzig 1896.

2) V. HANSMANNINGER, Sitzungsber. d. k. Akad. d. Wissensch. zu Wien (II) 86. p. 1073. 1882.

Man kann schon jetzt behaupten, dass dies nicht die Beziehungen sein werden, welche die besonderen Voraussetzungen der CLAUSIUS'schen und MAXWELL'schen Theorien fordern. Man begeht häufig den Fehler, solche Nebenannahmen mit den Grundprincipien einer Theorie zusammenzuwerfen, die Bestätigung von Gesetzen, die schon aus den Grundprincipien folgen, als Beweis für die Nebenannahmen anzusehen und umgekehrt Misserfolge der Theorie, die den Nebenannahmen zur Last fallen, gegen ihre Grundprincipien zu verwerten. Ich erblicke daher auch in den Annahmen, dass sich die Molecüle wie elastische Kugeln verhalten oder sich nach dem Gesetz der reciproken fünften Potenzen abstossen, einen unnütz gewordenen Ballast der kinetischen Gastheorie, dessen Beibehaltung jetzt deren Fortschritt nur aufhält. Aber andererseits darf man sich nicht auf eine allgemein gehaltene Theorie beschränken, sondern wird versuchen müssen, an der Hand der Erfahrung neue Beziehungen zu suchen.

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.

Jahrg. 4. Nr. 16.

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft.

Sitzung vom 14. November 1902.

Vorsitzender: Hr. E. WARBURG.

Zum vierten stellvertretenden Vorsitzenden der Gesellschaft wird Hr. H. RUBENS gewählt.

Es spricht dann Hr. **F. Poske**
Zum Gedächtnis OTTO VON GUERICKE's.

Ferner demonstrirt Hr. **E. Warburg**
den leuchtenden elektrischen Wind.

Endlich demonstrirt Hr. **H. Starke**
LIPPMANN'sche Spectralphotographien (hergestellt von Hrn. USAGIN, Moskau) sowie eine Interferenzerscheinung an denselben.

Als Mitglieder werden in die Gesellschaft aufgenommen:

Hr. Dr. ing. H. REISSNER, Berlin W., Rankestrasse 22.
(Vorgeschlagen durch Hrn. M. PLANCK.)

Hr. Schulamtscandidat THEEL, Gross-Lichterfelde bei Berlin, Ringstrasse 58.
(Vorgeschlagen durch Hrn. v. CZUDNOCHOWSKI.)

Zum Gedächtnis
Otto von Guericke's.

Von F. Poske.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 14. November 1902 anlässlich des 300. Geburtstages Otto von Guericke's.)

Das Leben Otto von Guericke's umfasst die Jahre von 1602—1686, er gehört also ganz dem Jahrhundert an, in dem die Fundamente der neueren Experimentalwissenschaft gelegt werden. In diesem Jahrhundert aber nimmt er eine ganz eigenartige Stellung ein. Auf der einen Seite wissenschaftliche Akademieen wie die Accademia del Cimento, gelehrte Gesellschaften wie die Royal Society mit ihren reichen Hülfsmitteln, eine Centralisation der wissenschaftlichen Arbeit insbesondere auch in Frankreich — und auf der anderen Seite der eine Mann, ohne Beistand, ohne Laboratorium, ohne den fördernden Anschluss an eine Gemeinschaft, ganz allein vorwärts dringend auf dem Wege, den sein Forschungstrieb ihm weist; und dieser Mann nicht in behaglicher Musse seinen Studien lebend, sondern ein vielbeschäftigter Ingenieur und Ratsbauherr, ein mit den schwierigsten Aufgaben betrauter Staatsmann und Diplomat, dem nur selten freie Zeit für seine Forschungen gegönnt ist, der aber selbst zwischen den Trümmern seiner Vaterstadt seine Liebe zur Wissenschaft bethätigt — in der That eine Persönlichkeit von ganz besonderem Gepräge.

Guericke ist ein Anhänger des kopernikanischen Systems, und ganz überwältigt von der unermesslichen Ausdehnung des Weltalls. Er sagt selbst in seinem Werke (Lib. II, Cap. 1): „Die gewaltige Grösse der Himmelskörper und ihre dem menschlichen Verstande ganz unfassbaren Entfernungen machten mich staunen, besonders aber versetzte mich jener ungeheure leere Raum, der sich zwischen ihnen ausdehnt, in Bestürzung und erweckte in mir die beständige Begier des Forschens".

Er setzte sich's nun zur Aufgabe, hier auf der Erde einen solchen leeren, von aller Materie freien Raum herzustellen und dessen Eigenschaften zu untersuchen. Aus diesem Bestreben sind die Bemühungen, die ihn zur Erfindung der Luftpumpe führten, hervorgegangen.

Es ist bekannt, mit wie einfachen Mitteln GUERICKE anfänglich seinen Plan zu verwirklichen dachte; wie ein Fass, dass er leerpumpen wollte, sich als unzureichend erwies, wie ein kupfernes Gefäss bei dem gleichen Versuch zersprang u. s. f. Die genaue Darstellung seiner sämtlichen Versuche hat GUERICKE in dem erst 1672 erschienenen Werke Experimenta nova Magdeburgica de Vacuo Spatio gegeben. Doch hat schon 1657 der Würzburger Jesuit CASPAR SCHOTT in seiner Mechanica hydraulico-pneumatica einen Teil der Versuche bekannt gemacht und weitere Mitteilungen und Briefe GUERICKE's finden sich in der Technica curiosa desselben Verfassers von 1664 veröffentlicht. Dadurch sind wir in der Lage, einiges über die Reihenfolge der Entdeckungen festzustellen, während in dem Werke selbst diese Reihenfolge durch die mehr systematische Anordnung grösstenteils verdeckt ist. Es handelt sich von Anfang an um ein ganzes Bündel von Problemen, das mit dem Problem des Vacuums verknüpft ist, und von denen ich nur die des Luftdruckes und der Spannkraft der Luft zunächst namhaft machen will.

Schon bei den ersten Versuchen überzeugt sich GUERICKE von der sozusagen handgreiflichen Existenz des Luftdruckes. Er ist nicht, wie GALILEI, durch das Vorurteil, dass Luft in Luft nicht schwer sei und also nicht drücke, an der richtigen Auffassung des Sachverhaltes gehindert. Er lässt sich auch durch die Schulmeinung von einer fuga vacui nicht beeinflussen und bringt späterhin die schlagendsten experimentellen Gründe gegen die fuga vacui bei. [Es sei bei dieser Gelegenheit bemerkt, dass der sogenannte horror vacui keineswegs ein altüberlieferter Begriff ist, sondern erst im galileischen Zeitalter eine gewisse Rolle spielt.] An die drastische demonstratio ad oculos auf dem Reichstage zu Regensburg brauche ich hier nicht erst zu erinnern. Was aber dieser sinnenfällige Nachweis des Luftdruckes zu bedeuten hat, wird offenbar, wenn man in Betracht zieht, dass TORRICELLI's Versuch von 1643

an sich in den Augen der Zeitgenossen keine Beweiskraft hatte und sie im Grunde auch für uns nicht haben kann; dass erst PASCAL durch den Bergversuch auf dem Puy de Dôme den Zusammenhang der Barometerhöhe mit dem Luftdruck erwies, und dass erst die Luftpumpe einen strengen Beweis ermöglichte, der darin besteht, dass mit der Wegnahme der Luft auch das Quecksilber aus der TORRICELLI'schen Röhre herabsinkt. —

Die Erwähnung TORRICELLI's legt die Frage nach der Zeit der Erfindung GUERICKE's nahe. Man hat versucht, sie bis in die Jahre 1632—1638 zurückzudatiren. Von anderer Seite ist dem mit gewichtigen Gründen widersprochen worden. Den einzigen directen Anhalt — abgesehen von den Regensburger Experimenten von 1654 — bietet eine Bemerkung CASPAR SCHOTT's, der in dem ersten der oben erwähnten Werke vom Jahre 1657 angiebt, GUERICKE habe die Erfindung „wenige Jahre vorher" gemacht.[1]) Man wird hiernach, sofern nicht noch weiteres Material beigebracht wird, nicht berechtigt sein, die Erfindung viel früher als um 1650 anzusetzen. Die Jahreszahl 1650 selbst ist sicher falsch, da GUERICKE von März 1649 bis März 1651 von Magdeburg abwesend war. Am meisten für sich hat die Conjectur ROSENBERGER's, dass die Erfindung entweder in der Zeit von 1647 bis 1649, oder von 1651 bis 1652 gemacht sei.[2])

Sicher ist indessen, dass GUERICKE seine ersten Entdeckungen machte, ohne von TORRICELLI's Versuch Kenntnis zu haben. Diesen Versuch lernte er erst 1654 während des Reichstages zu Regensburg kennen, wo ein Dominikaner VALERIANUS MAGNUS ihn als einen von ihm selbst erfundenen producirte.[3]) GUERICKE verbesserte den Versuch dadurch, dass er das Quecksilber zuvor mit Hülfe der Luftpumpe möglichst von Luft befreite. Doch hielt er auch nach dieser Verbesserung die TORRICELLI'sche Vorrichtung für wenig geeignet zu weiteren Versuchen, wie denn auch in der That Mitglieder der Accademia del Cimento damit Jahre lang ohne nennenswerte Resultate experimentirten. Man darf also nicht mutmaassen, dass der Versuch TORRICELLI's auf die ersten Entdeckungen GUERICKE's

1) Excogitavit is paucos ante annos machinam, l. c. p. 444.
2) Gesch. der Physik II, p. 153.
3) Exper. Magdeburgica Lib. III. Cap. 34.

einen Einfluss ausgeübt habe, oder gar dass GUERICKE erst durch jenen Versuch zur richtigen Vorstellung vom Luftdruck geführt worden sei. Der Mann, der in Regensburg den Luftdruck durch die imposanten Halbkugelversuche demonstrirte, kann nicht erst ebendort durch die Bekanntschaft mit TORRICELLI's Versuch zur richtigen Vorstellung von Luftdruck gekommen sein. Hiernach sind die Zweifel, die noch ganz vor kurzem GERLAND und TRAUMÜLLER in dieser Richtung geäussert haben[1]), als unberechtigt anzusehen.

Auch die begrenzte Steighöhe des Wassers entdeckt GUERICKE unabhängig von TORRICELLI's Versuch, obwohl er erst in Regensburg 1654 darauf geführt wird. Er berichtet selbst darüber:[2]) Bei Gelegenheit des Versuches, Wasser vom Fussboden des Zimmers aus in einen leer gemachten Recipienten steigen zu lassen, sei von einigen Anwesenden die Frage aufgeworfen worden, bis zu welcher Höhe man auf diese Art das Wasser heben könne. Er selbst sei bis dahin in Unkenntnis darüber gewesen, habe aber nicht erwartet, dass diese Höhe unbegrenzt sei. Er lässt daher erst aus dem ersten, dann aus dem zweiten und dritten, endlich aus dem vierten Stock des Gebäudes ein Metallrohr bis zum Erdboden hinunterführen und dort in ein Gefäss mit Wasser tauchen. Erst beim letzten Versuch bemerkt er, dass das Wasser nicht mehr in den Recipienten hineinsteigt, und giebt drei Jahre danach in einem Brief vom 4. Januar 1657 die Höhe aus der Erinnerung auf etwa 20 Ellen an. Die genauere Feststellung der Höhe auf 18—19 Ellen kann hiernach nicht vor 1657 geschehen sein, in die Zeit zwischen 1657 und 1660 fällt demgemäss auch die Errichtung eines Wasserbarometers an seinem Hause in Magdeburg, und die Beobachtung der Veränderlichkeit des Luftdruckes an diesem, deshalb von ihm Sempervivum genannten Barometer.

Inzwischen aber hatte der Jesuit CASPAR SCHOTT sich zum Herold der Entdeckungen GUERICKE's gemacht, und der Briefwechsel mit diesem, wie das durch ihn in weiteren Kreisen

1) E. GERLAND u. F. TRAUMÜLLER, Gesch. der physikalischen Experimentirkunst, p. 131.

2) Exp. Magd. Lib. III. Cap. 19, vgl. Brief an SCHOTT vom 4. Januar 1657 in Techn. cur. p. 33.

erregte Interesse scheinen dazu mitgewirkt zu haben, dass sich GUERICKE wieder intensiver den Versuchen mit der Luftpumpe zuwandte. Die hauptsächlichsten weiteren Versuche fallen in die Jahre 1661 und 1662. Insbesondere rühren aus dem Sommer 1661 folgende Versuche her[1]): An den kleineren Magdeburger Halbkugeln wird die Grösse des Luftdruckes durch angehängte Gewichte ermittelt; es werden grössere Halbkugeln von fast 1 Elle im Durchmesser hergestellt, die durch 20 Pferde nicht getrennt werden können; es wird ein grosses cylindrisches Gefäss mit einem dicht schliessenden Stempel versehen, sodass dieser nach dem Auspumpen der Luft von einer grösseren Zahl von Männern nicht herausgezogen werden kann; unter dem Namen Baroscopium wird ein Waagemanometer construirt, eine an einem Waagebalken hängende Kugel, die je nach den Aenderungen des Luftdruckes sinkt oder steigt.[2])

Einen noch grösseren Antrieb hat die Nachricht von den Experimenten ROBERT BOYLE's auf GUERICKE ausgeübt; es zeigt sich an diesem Beispiel aufs deutlichste, ein wie wirksames Förderungsmittel des Fortschrittes das gleichzeitige Arbeiten mehrerer Forscher an demselben Problem ist. BOYLE erlangte durch die erste Schrift SCHOTT's nähere Kenntnis von GUERICKE's Maschine und machte sich unter Beihülfe ROBERT HOOKE's daran, selbst eine solche zu construiren, wobei er auch einige Verbesserungen anbrachte; namentlich versah er den unbequemen Recipienten mit einer weiteren, oben verschliessbaren Oeffnung. BOYLE veröffentlichte seine Versuche mit dieser Maschine im Jahre 1660, die lateinische Uebersetzung erschien 1661. Doch erst gegen Ende 1661 wurde GUERICKE durch SCHOTT auf BOYLE's Schrift aufmerksam. Noch ehe er aber diese Schrift kennen lernte (was im April 1662 geschah)[3]), nahm er infolge der Mitteilungen SCHOTT's mehrere Verbesserungen an der Maschine vor; bald danach gab er ihr die Gestalt, die wir in den Experimenta Magdeburgica (Lib. III. Cap. 4) abgebildet finden. Dieselbe Gestalt

1) C. SCHOTT, Techn. cur. p. 36.

2) BOYLE beschreibt ein ähnliches Instrument, den heute oft als Dasymeter bezeichneten kleinen Apparat, zuerst im Jahre 1666.

3) Vgl. bei C. SCHOTT, Techn. cur., die Briefe GUERICKE's vom 15/25. April und 10. Mai 1662.

zeigt auch die jetzt dem Berliner Physikalischen Institut angehörende Originalluftpumpe Guericke's.

Ich möchte hier mit wenigen Worten auf die Frage nach der Echtheit dieser früher in der Kgl. Bibliothek befindlich gewesenen Luftpumpe eingehen. Gerland hat in dem Bericht über die Londoner Ausstellung wissenschaftlicher Apparate von 1876 dargelegt, dass sich die Echtheit unserer Maschine auf eine Beurkundung aus dem Jahre 1715 stützt, worin die Maschine ausdrücklich als von Guericke herrührend bezeichnet ist. Demgegenüber hat neuerdings G. Berthold[1]) nach einer schwedischen Quelle geltend gemacht, dass die echte Maschine sich im Besitz des schwedischen Arztes Heraeus befunden habe. Diese Angabe stammt aus dem Jahre 1736, aus einer späteren Zeit also als jene Urkunde von 1715. Es wird darin gesagt, dass Heraeus diese „für den Kurfürsten von Sachsen bestimmte" Luftpumpe für sich erworben und 1676 nach Schweden mitgebracht habe. Schon diese Jahreszahl macht es unwahrscheinlich, dass es die Originalluftpumpe Guericke's war, die Heraeus an sich gebracht hat, da Guericke sich noch bis 1681 in Magdeburg aufhielt und die Luftpumpe schwerlich vorher aus den Händen gelassen hat. Ferner aber berechtigt der Zusatz, die Luftpumpe sei für den Kurfürsten von Sachsen bestimmt gewesen, zu der Vermutung, dass es sich hier nur um eine Nachbildung des Originals gehandelt hat, wennschon wohl um eine unter Guericke's Leitung angefertigte. Ich sehe also in den Darlegungen von G. Berthold keinen Grund, die Echtheit unserer Maschine in Zweifel zu ziehen.

Aus der Schrift Boyle's konnte Guericke im übrigen wenig Neues an Versuchen entnehmen, doch verdankt er Boyle ganz unverkennbar eine klarere Vorstellung von der Spannkraft der Luft. Auch Boyle war nicht der Urheber dieser Vorstellung, als solcher muss vielmehr der Pariser Arzt Jean Pecquet angesehen werden, der sie bereits 1651 in seiner Schrift „Experimenta nova anatomica" ausführlich dargelegt

1) G. Berthold, Dr. Christian Heraeus und die Originalluftpumpe Otto von Guericke's. Öfversigt af Kongl. Vetensk. Akad. Förhandlingar 1895, Nr. 1. Stockholm. — Ein Sonderabdruck der Abhandlung befindet sich im Besitz des Physikalischen Instituts zu Berlin.

hat. In Guericke's Werk kann man nicht mehr erkennen, dass diese Vorstellung ihm erst so spät geläufig geworden ist, da er sie von Anfang an in seine Darstellung verwebt. Guericke glaubte anfangs, dass die Luft wegen ihrer Schwere aus dem Recipienten in den Stiefel hinabsinke. Seine Versuche lehren ihn zwar schon früh auch die Expansionsfähigkeit der Luft kennen[1]), aber er macht sich doch von dem Gedanken nicht los, dass daneben noch die Schwere der Luft wirksam sei. Noch in einem Brief vom Jahre 1662[2]) beschreibt er eine vermeintliche Verbesserung, die darin besteht, dass ein langes Rohr aus dem Recipienten in ein tieferes Stockwerk geführt und dort erst mit der Pumpe verbunden wird; er glaubt, dass dann der letzte Rest Luft durch seine eigene Schwere herabsinke und so eine vollständige Evacuirung herbeiführe. Als er aber Boyle's Schrift kennen gelernt hat, überzeugt er sich rasch davon, dass ausschliesslich die Spannkraft der Luft ins Spiel kommt: Er ändert den eben beschriebenen Versuch dahin ab, dass der Recipient sich mehrere Stockwerke tiefer befindet als die Pumpe und weist nach, dass die Luft sich auch dann noch ebenso vollkommen wie vorher auspumpen lässt. Dieses Beispiel zeigt, wie leicht sich der damals 60jährige Mann von einer vorgefassten Meinung frei machte und wie rasch er seine Vorstellungen an der Hand der Thatsachen zu corrigiren verstand.

Guericke nennt übrigens Boyle an keiner Stelle seines Werkes, und es mag dabei eine gewisse Verstimmtheit mitspielen; denn Boyle, der das Vacuum anfangs als German Vacuum bezeichnet hatte, liess es sich bald gefallen, dass man es das Boyle'sche Vacuum nannte, und gebrauchte auch selbst diese Bezeichnung. Von einer Boyle nahestehenden Seite erschien noch 1672 in den Phil. Transactions ein Aufsatz, der Guericke's Verdienst ungebührlich herabsetzte. Es darf demgegenüber mit Genugthuung constatirt werden, dass Maxwell in dem Weltausstellungsbericht von 1876 nicht nur die Priorität, sondern auch die grössere Vollkommenheit von Guericke's Vacuum anerkannt hat. —

---

1) Brief vom 22. Juli 1656 in Schott's Techn. cur. p. 24ff.
2) Brief vom 28. Februar 1662 l. c.

Ich kehre nun noch einmal zu dem Hauptproblem, der Herstellung eines Vacuums, zurück. Mit der Behauptung, dass ein Vacuum möglich sei, stellte sich Guericke in Gegensatz nicht nur zur überlieferten Schulphilosophie, sondern auch zur Lehre seines grossen Zeitgenossen Descartes. Aber dieser doppelte Widerspruch steigerte nur sein Bemühen, ein Vacuum von unanfechtbarer Vollkommenheit herzustellen. Der Nachweis hierfür stiess begreiflicherweise auf Schwierigkeiten. Bei den ersten Versuchen, die Leere des Recipienten durch Hineinsteigenlassen von Wasser zu demonstriren, blieb stets ein kleiner mit Luft gefüllter Raum übrig. Noch im Jahre 1656 musste er sich damit begnügen zu erklären, dass auch ein nur annähernd vollständiges Vacuum hinreichend sei, die Möglichkeit eines ganz vollkommenen zu erweisen; denn ein sehr kleiner Teil könne nicht von derselben Grösse sein wie das Ganze; es müsse daher umsomehr leerer Raum entstehen, je mehr Luft aus dem Gefäss entfernt werde. Einen Weizensack müsse man für leer erklären, auch wenn noch ein einzelnes Korn zurückgeblieben sei.

Wenige Jahre darauf ersinnt er eine neue Vorrichtung, durch die er sein Ziel besser zu erreichen hofft.[1]) Er füllt eine ziemlich weite Glasröhre mit Wasser, setzt sie mit der engen Oeffnung an Stelle des Recipienten auf die Luftpumpe auf und pumpt so lange, bis das Wasser in der Röhre sinkt. Es ist das also eine Art von abgekürztem Wasserbarometer. Er hat die Luftblasen, die sich anfangs zeigten, durch tagelanges Offenstehenlassen der Röhre beseitigt, und erhält nun das Resultat, dass das Wasser in der Röhre — nach Abnehmen von der Pumpe — mit lautem Schlag gegen die Wände stösst. Das erste Mal zerbricht dabei die Röhre, er stellt eine zweite, stärkere her und beobachtet dieselbe Erscheinung. Doch zeigte sich jedesmal nach dem Wiedereinlassen des Wassers noch ein Luftbläschen in der Röhre, und die Gegner des Vacuums erhoben den Einwand, dass dieses Bläschen, indem es sich ausdehne, beim Auspumpen des Wassers die ganze Röhre fülle. Und von neuem fühlt sich Guericke angetrieben,

---

1) Brief an Schott vom 15/25. April 1662; Exp. Magd. Lib. III. Cap. 7.

auf weitere Verbesserung zu sinnen.[1]) Er setzt eine oben geschlossene Glasröhre von etwa $1\frac{1}{2}$ Ellen Länge luftdicht in ein weiteres Glasgefäss ein, das über die Hälfte mit Wasser gefüllt ist, füllt auch die Röhre durch Neigen ganz mit Wasser und pumpt dann das Gefäss mit der verbesserten Luftpumpe soweit als möglich leer. Er erreicht dabei, dass das Wasser in der Röhre bis auf das Niveau im weiteren Gefäss herabsinkt; er beobachtet, dass nach jedesmaligem Umkehren immer wieder Blasen aus dem Wasser aufsteigen, die er jedoch nicht als Dampfblasen erkennt, sondern für Luft hält, die sich von den gleichsam noch frischen Glaswänden entwickle. Durch tagelang immer wiederholtes Umkehren und Fortschaffen der an der Spitze sich zeigenden Luftbläschen gelingt es ihm, das Wasser so luftfrei zu machen, dass nicht bloss das Phänomen des Wasserhammers, sondern sogar das des Hängenbleibens des Wassers an der Wand der Röhre sich zeigt. Es bedarf nach dem Umkehren eines Stosses, um das Wasser zum Abreissen zu bringen. Die Beobachtung dieser Erscheinung ist lange Zeit Huygens zugeschrieben worden[2]), der sie im Journal des Savans von 1672 ausführlich behandelt hat. Sie gehört aber, wie wir sehen, Otto von Guericke an. Es geht daraus auch hervor, dass Guericke bereits die Luftverdünnung recht weit getrieben hat. Boyle beschreibt zwar denselben Versuch mit dem abgekürzten Wasserbarometer in seiner Schrift von 1660, aber er beobachtet weder die Erscheinung des Wasserhammers noch die des Hängenbleibens. Indessen auch das auf die beschriebene Art von Guericke erzielte Vacuum war kein absolutes. Immer noch zeigte sich nach dem Umkehren der Röhre das fatale Luftbläschen. Nun endlich steht Guericke von weiteren Versuchen ab und giebt sich damit zufrieden, dass dieses Bläschen nur von Ausdünstungen des Wassers und des

1) Brief an Schott vom 22. Juli 1662; Exp. Magd. Lib. III. Cap. 8.

2) Vgl. E. Gerland, Wied. Ann. **19.** p. 534. 1883; E. Gerland und F. Traumüller, l. c. p. 197. — Den Versuch mit dem abgekürzten Wasserbarometer kann man nach dem oben Gesagten ebenfalls nicht für Huygens in Anspruch nehmen, wie E. Gerland und F. Traumüller p. 194 thun. Auch das abgekürzte Quecksilberbarometer hat bereits Boyle (A. Continuation of new experiments etc. 1669, Exper. XVII, vgl. auch New Experiments 1660, Exp. XVII) angegeben. Boyle zog jedoch ein Luftmanometer zur Beurteilung des Verdünnungsgrades der Luft vor.

Glases herrühren könne, und dass es daher unmöglich sei, ein noch vollkommeneres Vacuum herzustellen. Aber er giebt seine Sache nicht verloren. Wenn auch ein Vacuum an der Erdoberfläche nicht von solchen „Effluvien" frei erhalten werden könne, so sei doch im Weltraum ein Vacuum möglich; denn wo keine Körper seien, da könnten auch keine körperlichen Effluvien mehr sein.

Nun, wir können heute diese Beweisversuche auf sich beruhen lassen. Der Gedanke aber, ein Vacuum herzustellen, ist ohne Frage einer der fruchtbarsten gewesen, die in der Physik aufgetreten sind, und hat sich bis heute in erstaunlichem Maasse als fruchtbar erwiesen. Und zugleich treffen wir bei Guericke die Grundzüge einer zielbewussten wissenschaftlichen Methodik, die sich von dem planlosen Herumexperimentiren bei vielen seiner Zeitgenossen aufs vorteilhafteste unterscheidet. —

Ueber die Bedeutung der Luftpumpe für die Physik brauche ich kein Wort zu verlieren. Dagegen ist es wohl angebracht, den Zusammenhang hervorzuheben, in dem die Luftpumpe mit der Erfindung der Dampfmaschine steht. Wir haben in der Luftpumpe die Urahnin der heutigen Dampfmaschine vor uns. Ihre Genealogie führt nachweislich und direct über Huygens, Papin, Newcomen zu der atmosphärischen Dampfmaschine von James Watt. [1])

Die ausserordentliche Kraft des Luftdruckes, die durch Guericke's Versuche offenkundig geworden war, musste den Gedanken nahe legen, sie für die menschlichen Zwecke nutzbar zu machen. Guericke selbst hat schon an diese Möglichkeit gedacht. [2]) Doch erst Huygens suchte den Gedanken zu verwirklichen. Er construirte (1674) eine Wasserhebemaschine, bei der durch Explosion von Schiesspulver ein leerer Raum hervorgebracht wurde, in den dann der Luftdruck das Wasser hineintrieb. Papin war der Assistent von Huygens bei diesen Versuchen gewesen und baute (1687) in Marburg für den Landgrafen von Hessen eine ähnliche Maschine, ging aber bald dazu über, den luftverdünnten Raum durch Condensation von Wasserdampf zu erzeugen. Dieses erste arbeitsfähige Modell

1) Man vgl. u. a. C. Matschoss, Geschichte der Dampfmaschine, Berlin, Julius Springer, 1901.

2) C. Schott, Techn. cur. Lib I. Cap. 20.

einer Dampfmaschine wurde von ihm 1690 bekannt gemacht. Zwar hatte die Erfindung unter der Ungunst der äusseren Umstände zu leiden, sie wurde aber zehn Jahre später in England wieder aufgenommen; NEWCOMEN und CAWLEY, durch ROBERT HOOKE auf PAPIN's Maschine aufmerksam gemacht, verwendeten deren Princip zur Umgestaltung der SAVERY'schen Maschine, und von da trat die Erfindung den glänzenden Siegeslauf an, der über JAMES WATT bis zur heutigen Technik hinführt.

Man hat in neuester Zeit häufig auf die Wechselwirkung zwischen Technik und Forschung hingewiesen. In OTTO VON GUERICKE haben wir ein grosses historisches Vorbild dafür. Selbst Techniker, liefert er der Wissenschaft ein gewaltiges Werkzeug, erschliesst der Forschung ein ganz neues unabsehbares Gebiet — und schafft eben mit diesen Leistungen für die Technik wiederum eine wissenschaftliche Basis, auf der sich ein Gebäude von riesenhaften Dimensionen, das Gebäude der modernen Maschinentechnik, aufbaut. Ein Grund mehr zu allen anderen, OTTO VON GUERICKE's in diesen Tagen dankbar zu gedenken. —

Ich gehe nun noch auf die elektrischen Entdeckungen GUERICKE's ein, die im IV. Buch seines Werkes beschrieben sind. Sie sind leider in die DANNEMANN'sche Uebersetzung der Magdeburgischen Versuche in OSTWALD's Klassikern nicht mit aufgenommen. Die einfache Elektrisirmaschine GUERICKE's bestand in einer Schwefelkugel in Kindskopfgrösse, sie war durch Schmelzen von Schwefel in einem kugelförmigen Glasgefäss und nachheriges Abschlagen des Glases hergestellt, und wurde auf eine horizontale Axe drehbar aufgesteckt, während die trockene Hand als Reibzeug diente. Die Versuche, die GUERICKE mit dieser einfachen Vorrichtung gemacht hat, sind noch neuerdings etwas geringschätzig beurteilt worden.[1]) Ich möchte dagegen (in Uebereinstimmung mit ZERENER[2]), diesen Entdeckungen doch eine grössere Bedeutung beimessen. Nachdem GILBERT im Jahre 1600 die ersten Anziehungserscheinungen

1) E. GERLAND und F. TRAUMÜLLER, l. c. p. 129. 150.

2) OTTO VON GUERICKE's Experimenta Nova Magdeburgica Lib. IV. Cap. 15. Für die Elektricitätsausstellung in Paris 1881 neu edirt und mit einem historischen Nachworte versehen von Dr. H. ZERENER, Leipzig 1881.

dieser Art beschrieben und sie als elektrische bezeichnet hatte, nachdem Cabaeus und Kircher dem nichts Wesentliches hinzugefügt hatten, ist Guericke der erste, der folgende Thatsachen feststellt: Er beobachtet, dass leichte Körperchen von der Schwefelkugel angezogen, dann aber wieder abgestossen werden; dass die elektrisch gewordenen Körperchen von anderen Gegenständen angezogen werden, von der Schwefelkugel aber erst dann wieder, wenn sie einen anderen Körper berührt haben; dass sie von einer Flamme, sobald sie dieser bis auf Handbreite nahe gekommen sind, entladen werden und wieder zur Kugel zurückkehren; dass sie an der Kugel dauernd haften bleiben, wenn man einen Leinenfaden an sie heranbringt; dass, wenn man einen Leinenfaden über der Kugel aufhängt, das Ende dieses Fadens vor dem Finger oder anderen genäherten Gegenständen ausweicht. Er beschreibt ferner folgenden Versuch: „Man hänge an ein zugespitztes Stück Holz, das etwa an einem Tische oder einer Bank befestigt ist, einen Leinenfaden von mehr als einer Elle Länge an, sodass dessen unteres Ende von irgend einem anderen Gegenstande um Daumenbreite entfernt ist. Nähert man dann die elektrisch gemachte Schwefelkugel der Spitze des Holzstückes, so wird das untere Ende des daran hängenden Fadens von dem nahen Gegenstande angezogen.“ Hierdurch kann man, wie Guericke hinzufügt, ad oculos demonstriren, dass die Kraft sich in dem Leinenfaden bis zu seinem äussersten Ende hin ausbreitet.[1]) Und er ist sich der Wichtigkeit dieser Entdeckung wohl bewusst, denn er beruft sich darauf an einer anderen Stelle desselben Buches[2]), wo er gegen Gilbert und Cabaeus die Ansicht verteidigt, dass die elektrische Wirkung ganz und gar nicht auf einer materiellen Ausströmung aus den Körpern beruhe, dass sie auch nicht durch Luftströmungen vermittelt werde, sondern dass sie als eine unkörperliche Wirkung (virtus incorporea) anzusehen sei, da sie durch den Leinenfaden auf mehr als eine Elle Entfernung hin fortgepflanzt werde.

Es sind also die Grundphänomene der elektrischen Abstossung und der elektrischen Leitung, die Guericke ent-

1) Exper. Magd. p. 149.
2) Exp. Magd. Lib. IV. Cap. 8.

deckt hat, und es ist wohl zu beachten, dass trotz des Eifers, mit dem in den folgenden Jahrzehnten an vielen Orten experimentirt wurde, doch bis in die zwanziger Jahre des folgenden Jahrhunderts, also mindestens 60 Jahre lang, kein nennenswerter Fortschritt über GUERICKE hinaus zu verzeichnen ist. Das einzige Erwähnenswerte, LEIBNIZEN's Beobachtung des elektrischen Funkens an der ihm von GUERICKE übersandten Schwefelkugel (1672), ist wohl mehr auf Rechnung zufällig günstiger Umstände zu setzen; sie wäre sonst GUERICKE, der das Knistern und das Leuchten der Kugel im Dunkeln beobachtete, schwerlich entgangen. —

Man hat sich gewundert, dass GUERICKE nicht noch weitere naheliegende Schlüsse aus seinen Versuchen gezogen habe, und den Grund dafür darin gesucht, dass GUERICKE bei diesen Versuchen nicht vorurteilsfrei genug verfahren sei, und dass insbesondere seine eigentümliche Vorstellung von den Weltkräften daran die Schuld trage. Ich meine, dass dieser Vorwurf nicht berechtigt ist. Das ganze Buch des Werkes, in dem jene Versuche beschrieben sind, hat allerdings die Ueberschrift De virtutibus mundanis — von den Weltkräften, oder richtiger: von den Wirkungen der Körper in der Welt. GUERICKE unterscheidet eine virtus impulsiva, d. i. die Kraft, die einem bewegten Körper (also auch z. B. der Erde bei ihrer Bewegung um die Sonne) innewohnt; eine virtus conservativa, d. i. die Anziehung, insbesondere wiederum der Erde, eine virtus expulsiva, d. i. die Abstossung z. B. bei der elektrischen Schwefelkugel, eine virtus dirigens, d. i. die magnetische Wirkung, eine virtus vertens, d. i. die Kraft der Rotation, eine virtus sonans et resonans, d. i. der Schall, eine virtus calefaciens, d. i. die Wärme, eine virtus lucens, d. i. das Licht. Es ist fast als ob man Capitelüberschriften in einem modernen Lehrbuch der Physik läse. Diese Wirkungen werden von GUERICKE sämtlich als unkörperliche angesehen, aber nicht auf Grund einer vorgefassten Meinung, denn er sagt im Anfang ausdrücklich, dass es virtutes corporeae und incorporeae gäbe. Zu den ersteren zählt er die Luft, die er als eine körperliche Ausströmung (corporale effluvium) der Erde bezeichnet, und auch die Wirkung der Riechstoffe auf das Geruchsorgan

rechnet er eben dahin. Die übrigen sieht er als unkörperlich an, nicht aus Voreingenommenheit, sondern weil er sich durch seine Beobachtungen dazu genötigt findet. So ist ihm, um ein Beispiel herauszuheben, insbesondere auch der Schall etwas Unkörperliches, da er auch durch feste Körper hindurch sich ausbreitet. Die Rolle der Luft erblickt er darin, dass sie in der Nähe einer Schallquelle durch deren Bewegung ebenfalls in Bewegung versetzt wird und dann einen volleren Klang hervorbringt als die Schallquelle für sich. Den Versuch über den Schall im Vacuum[1]) deutet er daher auf eine besondere, von der heutigen abweichende Art. Er hört nach dem Evacuiren immer noch die leisen Schläge einer an einem Faden aufgehängten, durch ein Uhrwerk angeschlagenen Glocke und schliesst daraus, dass zwar der in der Luft hervorgebrachte laute Schall in Wegfall kommt, dass aber das von der Glocke selbst herrührende Geräusch, eben als eine virtus incorporea, immer noch durch das Vacuum nach aussen dringt. Die Folgerung ist irrig, und dennoch muss man auch in diesem Beispiel ein Zeugnis dafür erkennen, wie exact Guericke beobachtete, und wie genau er seine Vorstellungen mit den Beobachtungen in Einklang zu setzen wusste. —

Die Vorstellung Guericke's aber von den Weltkräften ist eine überaus grossartige. Es liegt ihm daran, die Kräfte, die im Kosmos thätig sind, zu erkennen. Ihm ist jener Universalaffect eigen, der von je die grossen Forscher beseelt hat. Er wendet den geringfügigsten Erscheinungen sein intensivstes Interesse zu, wenn er hoffen kann, dadurch Aufschluss über jene kosmischen Kräfte zu erhalten. So findet er insbesondere in der Schwefelkugel ein geeignetes Mittel, die Mehrzahl jener vorher genannten Kräfte vorzuführen und namentlich die eine von ihnen, die bisher unbekannte Abstossungskraft, näher zu untersuchen. Ohne den Gedanken an die Erdkugel wäre Guericke wohl schwerlich darauf gekommen, den Schwefel in die Form einer Kugel zu bringen, und mit dieser dann die ganze Reihe der vorhin angeführten Versuche anzustellen. Von demselben Gedanken ausgehend hatte ein halbes Jahrhundert früher William Gilbert sich

1) Exp. Magd. Lib. III. Cap. 15.

eine Eisenkugel, eine terrella hergestellt, um daran die magnetischen Erscheinungen der Erdkugel zu studiren und zu erläutern.

Man kann daher behaupten, dass jener Gedanke an die grossen kosmischen Kräfte, weit entfernt davon die Forschungen Guericke's zu schädigen, vielmehr die treibende Kraft gewesen ist, die ihn zu seinen Entdeckungen geführt hat. Wir erkennen hier den gleichen Geisteszug, der ihn bei der Erforschung des Vacuums und bei der Erfindung der Luftpumpe geleitet hat. Nicht als ein spielerischer Experimentator erscheint er uns, sondern als ein Mann, der fast mit Ehrfurcht, in vollem Bewusstsein der Tragweite seiner Versuche, an sie herantritt.

So ist denn auch das Werk mit seinen sieben Büchern, obwohl es nur den Titel trägt Experimenta Nova Magdeburgica de Vacuo Spatio, ein umfassendes Weltgemälde, das von Sonne, Mond und Sternen handelt, eine Art physischer Weltbeschreibung, die den Zustand des damaligen Wissens vom Universum darstellt. —

Nur eine Persönlichkeit wüsste ich aus jenem Jahrhundert auf naturwissenschaftlichem Gebiet und in Deutschland zu nennen, der sich Guericke durch die Bedeutung und die ins Grosse gehende Richtung seines Forschens an die Seite stellen lässt: dies ist Johannes Kepler, der 1630, an Geist und Körper gebrochen, in derselben Stadt Regensburg starb, in der nachmals Guericke seine berühmten Versuche vorführte.

Auch Kepler ist der Universalaffect eigen, von dem ich vorher sprach; auch seine wissenschaftliche Thätigkeit ist von einer weltumfassenden Idee beherrscht, von der Idee der Weltharmonie, von dem Gedanken gesetzmässiger Beziehungen in den Bewegungen und Entfernungen der Himmelskörper. Als einen Geistesverwandten Kepler's haben wir Otto von Guericke anzusehen und dürfen ihn zu den Grössten zählen, die der deutsche Boden hervorgebracht hat.

Ueber eine Interferenzbeobachtung an Lippmann'schen Spectralphotographien;

von H. Starke.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 14. November 1902.)

(Vgl. oben S. 361.)

Das Physikalische Institut in Berlin besitzt einige schöne Exemplare farbiger Spectralphotographien, welche von Hrn. Usagin in Moskau nach der Lippmann'schen Methode hergestellt worden sind. Diese Photographien fallen durch die ausserordentliche Reinheit der Farben auf. Eine schmale Stelle einer idealen Spectrumsphotographie, d. h. einer solchen, in welcher die Zenker'schen Schichten in grosser Anzahl und regelmässig ausgebildet sind, sollte der Theorie nach ein fast homogenes Licht reflectiren; diese Lichtart muss dann im durchgegangenen Licht fehlen, sodass im Spectrum desselben gerade an der Stelle ein Absorptionsstreif liegen muss, welche der Stelle im photographirten Spectrum entspricht. Dass dem so sein muss, ergiebt sich ohne weiteres aus dem Satz, dass durch Interferenz nie Energie verloren gehen kann; es muss daher die Summe des reflectirten und durchgegangenen Lichtes dem einfallenden gleich sein, das erste die Complementärfarbe des zweiten besitzen. Dies führt mit Notwendigkeit auf die Existenz des Phasensprunges bei der Reflexion am Silber; denn ohne das Vorhandensein eines solchen müsste das durchgegangene Licht von der gleichen Gattung sein, wie das reflectirte. Dies ist aber, wie eben gesagt, unmöglich.

Die besprochene Erscheinung zeigt sich in schön ausgeprägter Weise an den Usagin'schen Photographien, sowohl des continuirlichen Spectrums als auch von Linienspectren. Wenn man dicht vor dem Spalt eines Spectralapparates die Aufnahme eines continuirlichen Spectrums vorbeibewegt, indem man zuerst rot, dann der Reihe nach die anderen Farben der Photographie bis violett vorbeipassiren lässt, so sieht man in dem Spectrum einer weissen Lichtquelle einen scharfen Absorptionsstreifen von rot nach violett sich bewegen. Um-

gekehrt erscheint bei spectraler Zerlegung des von einer Linie eines photographirten Linienspectrums reflectirten Lichtes im Spectralapparat die gleiche Linie hell in einem ganz dunklen continuirlichen Spectrum.

Die eben beschriebene Erscheinung habe ich an schönen Exemplaren von Spectralphotographien, welche Hr. Dr. NEUHAUSS hergestellt hat, nicht beobachten können. Man sieht auch auf den ersten Blick, dass dieselben nicht reine Spectralfarben zeigen. Sehr schön zeigt sich an den USAGIN'schen Photographien die Farbenverschiebung bei Vergrösserung des Einfallswinkels, unter welchem man die Photographie anschaut. Dieselbe findet, wie leicht ersichtlich ist, nach den kurzen Wellenlängen zu statt. Man kann auf diese Weise z. B. erreichen, dass eine bei senkrechtem Aufblicken noch infrarot gefärbte, d. h. nicht sichtbares Licht reflectirende Linie, bei wachsender Neigung des einfallenden Lichtes erst rot, dann gelb, grün, violett erscheint und endlich bei ganz schiefem Aufblicken wieder verblasst, weil sie nur noch ultraviolettes Licht in dieser Richtung reflectiren könnte.

Eine Folge dieser Erscheinung der Farbenverschiebung ist, dass der im durchgehenden Licht beobachtete Interferenzstreifen bei wachsender Neigung der Platte vor dem Spalt des Spectroskops sich längs des Spectrums nach kurzen Wellenlängen zu verschiebt.

Berlin, Physikalisches Institut der Universität.

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft.

Sitzung vom 28. November 1902.

Vorsitzender: Hr. E. Warburg.

Es spricht Hr. **W. Voigt**
über pleochroitische Krystalle
und demonstrirt einige dahingehörige Erscheinungen.

Ferner legt Hr. **M. Planck** vor
einige von H. Haga und C. H. Wind angefertigte Photogramme zum Nachweis der Beugung von Röntgenstrahlen.

Ferner spricht Hr. **F. Neesen** über
Bestimmung der Geschwindigkeit und Umdrehungszahl eines Geschosses am Ende der Flugbahn.

Endlich berichtet Hr. **W. Voigt**
über eine neue Methode, die optischen Constanten von Metallen im ultravioletten Lichte zu bestimmen.

Als Mitglieder werden in die Gesellschaft aufgenommen:
Hr. Dr. E. Grimsehl, Hamburg, Wagnerstrasse 74.
(Vorgeschlagen durch Hrn. Karl Scheel.)
Hr. Stabsarzt Guttmann, Berlin NW., Friedrichstrasse 140.
(Vorgeschlagen durch Hrn. E. Warburg.)

Bestimmung der Geschwindigkeit und Umdrehungszahl eines Geschosses am Ende der Flugbahn; von F. Neesen.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 28. November 1902.)

(Vgl. oben S. 379.)

Die bisherigen Methoden zur Bestimmung der Endgeschwindigkeit eines Geschosses bedingen einen sehr umständlichen, teuren Apparat. Daher wurde diese Geschwindigkeit, welche für die Wirkung des Geschosses maassgebend ist, verhältnismässig wenig direct bestimmt. Man verlässt sich auf die Angaben der Schusstafel, in welcher die Geschwindigkeiten an den verschiedenen Punkten der Bahn aus der Anfangsgeschwindigkeit und den Schussweiten auf Grund verschiedener Formeln berechnet sind.

Die Bestimmung der Endgeschwindigkeit ohne die bei den früheren Bestimmungen nötigen grossen Drahtnetze, welche von dem Geschosse nacheinander zu durchschlagen sind, ermöglicht nachfolgendes Verfahren, welches zugleich gestattet auf die bis jetzt ganz offene Frage nach der Aenderung der Umdrehungsgeschwindigkeit des Geschosses eine Antwort zu geben. Am Ziel werden seitlich von der mittleren Schusslinie zwei photographische Apparate aufgestellt in bekannter Entfernung voneinander und in solcher Entfernung von der mittleren Schusslinie, dass das Bild des Geschosses während eines gewissen Teiles der Flugbahn gleichzeitig in beiden Apparaten aufgenommen werden kann,

Im Geschosse selbst ist ein Leuchtsatz angebracht, welcher, durch den Zünder in Brand gesetzt, eine Flamme aus einer seitlichen Oeffnung des Geschosses herausschlagen lässt. Die Flamme ist durch Beimischung von Magnesium zum Leuchtsatz chemisch activ gemacht.

Von dem an den beiden Apparaten vorbeifliegenden Geschosse entstehen verschiedene Bilder auf den Platten der Apparate, bei jeder Umdrehung eins. Aus der Entfernung der Apparate kann man mit Gewissheit schliessen, welche Bilder auf den Platten der beiden Apparate zu gleicher Zeit gebildet sind. Die Lage zweier so gleichzeitig gebildeten, also entsprechenden Bilder bestimmt nun, wie leicht ersichtlich ist, den Ort des Geschosses zu der Zeit, als das Bild entstand. Aus dem Abstande der so errechneten zwei aufeinanderfolgenden Orte lässt sich der Weg während der Zeit einer Umdrehung des Geschosses berechnen. Nimmt man zunächst die Umdrehungsdauer als constant an, so erhält man auf solche Weise die Endgeschwindigkeit, weil die Zahl der Umdrehungen am Beginn der Geschossbahn aus der Anfangsgeschwindigkeit und dem Drallwinkel bestimmt werden kann.

Die praktische Erprobung dieser Methode hat in bereitwilliger Weise die königliche Artillerieprüfungscommission in die Hand genommen. Um die Bilder des leuchtenden Geschosses sicher zu fangen, wurden zu beiden Seiten der Schusslinie je vier Apparate aufgestellt; je zwei in 25 m, weitere zwei in 50 m Entfernung von der Flugbahn. Die Apparate auf jeder Seite waren 10 m voneinander entfernt. Sie standen in den Entfernungen 1330, 1340, 1350 m vom Geschütz. Letzteres war auf 1390 m eingeschossen.

Von den erhaltenen Bildern zeigt die nachstehende Figur zwei Beispiele, das obere für einen der Apparate auf 50 m, das andere auf 25 m Abstand von der Schusslinie. Man erkennt auch an diesen stark verkleinerten Bildern, dass dieselben zu Messungen wohl verwandt werden können. Die Horizontale in beiden Bildern giebt die Richtung der horizontalen y-Axe, die vertical gezogene Linie die der x-Axe. Die Bilder befinden sich vertical nach unten von dem Mittelpunkt des Apparates aus gerechnet; somit befand sich das Geschoss

über den Apparaten. Die näherliegende Platte giebt natürlich ein tieferliegendes Bild.

Da die leuchtende Oeffnung des Geschosses eine gewisse Zeit den Apparaten zugewandt war, während welcher Zeit sich das Geschoss vorwärts bewegte, so sind nicht Punkte, sondern Striche entstanden. Die Mitte der Striche ist zugleich der hellste Teil des Striches, sie kennzeichnet den Ort, an welchem die leuchtende Oeffnung dem Objectiv voll zugekehrt war.

Zur Berechnung konnten nur die Zeichnungen auf den weiter ab liegenden Platten herangezogen werden, da auf den näher liegenden Apparaten wegen ihrer zu grossen Entfernung nicht zwei aufeinander folgende Bilder gleichzeitig gezeichnet wurden. Immerhin blieben auf den vier weiter abliegenden Platten hinreichend zusammengehörige Paare, um verschiedene Controllbestimmungen machen zu können.

Es ergaben sich so folgende Werte für den während der Zeit einer Umdrehung zurückgelegten Weg r

	Apparat links			Apparat rechts		
	von Flugbahn					
Schuss I:	2,96	3,03	2,97 m	2,84	2,82	2,83 m
Schuss II:	2,86	2,96	2,84 m	2,98	—	2,89 m

Das Gesamtmittel ist für Schuss I: 2,905 m
„ „ II: 2,935 m

Aus der Anfangsgeschwindigkeit ergab sich die Zahl von 110 Umdrehungen in der Secunde; wäre diese Zahl geblieben, so würde für die Endgeschwindigkeit der Wert

$$\frac{2{,}905}{\frac{1}{110}} = 319 \text{ für Schuss I},$$

$$\frac{2{,}935}{\frac{1}{110}} = 322 \text{ für Schuss II}$$

folgen.

Die Schusstafel giebt dagegen 300 m.

Die Abweichung kann erklärt werden durch eine Abnahme der Rotationsgeschwindigkeit. Nimmt man die Angabe der Schusstafel für die Endgeschwindigkeit als richtig an und berechnet hieraus die Zahl der Umdrehungen durch die gefundenen Werte von r, so ergeben sich 103 Umdrehungen in der Secunde. Eine Abnahme der Umdrehungszahl von 110 auf 103 während eines horizontalen Weges von 1340 m erscheint wohl annehmbar.

Dagegen stimmt nicht die Angabe der Schusstafel über die Neigung der Flugbahn. Dieselbe soll 3° betragen, während sich aus allen Combinationen der erhaltenen Versuchsdaten ein grösserer Winkel, im Mittel 6°, ergiebt. Bei Beurteilung des Wertes dieser Zahl ist allerdings zu beachten, dass bei der Kleinheit des Winkels, dessen Cosinus zu ermitteln ist, Ungenauigkeiten in den Werten der Coordinaten der Bahnpunkte von ganz erheblicher Bedeutung sind. Solche Ungenauigkeiten sind bei den beschriebenen Versuchen noch vorhanden. Der errechnete Wert von 6° kann daher nicht die Bestimmtheit in Anspruch nehmen, wie der für r angegebene Wert. Dass der Wert der Schusstafel von 3° aber bei den beiden Versuchen zu klein ist, folgt aus der Höhe des Geschosses.

Bei 3° würde diese gleich dem Abstand von dem Aufschlagpunkt, etwa 40 m, multiplicirt mit der Tangente von 3° sein, also $40 \cdot \operatorname{tg} 3^\circ = 40 \cdot 0{,}0524 = 2$ m. Die Tische waren aber ziemlich hoch, mindestens 1,5 m, die Verticalcoordinate der Bilder auf den weiteren Apparaten etwa 0,03 m. Da der optische Mittelpunkt des Objectives von der Platte 0,41 m entfernt war, so

würde sich bei der ungefähren Entfernung von 40—50 m des Geschosses vom Apparat die Höhe des Geschosses über dem Apparat zu etwa 3 m ergeben, also über dem Boden zu 5 m. Der Wert von 6° für die Neigung giebt diesen Wert ziemlich genau.

Die Versuchsanordnung kann so vervollkommnet werden, dass Umdrehungszahl und Endgeschwindigkeit unabhängig voneinander zu gewinnen sind, wenn die vom Geschoss ausgehenden Lichtstrahlen auf einer mit bekannter Geschwindigkeit bewegten Platte aufgefangen werden. Der Abstand zweier aufeinander folgenden Zeichnungen, im Sinne der Bewegung der Platte genommen, verglichen mit dem entsprechenden Abstande, giebt direct die Umdrehungsgeschwindigkeit des Geschosses.

Eine ausführlichere Darstellung der Anordnungen und Versuche wird die Kriegstechnische Zeitschrift bringen.

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft.

Sitzung vom 12. December 1902.

Vorsitzender: Hr. E. Warburg.

Die Sitzungstage der Gesellschaft werden für das Jahr 1903 wie folgt festgesetzt:

9. und 23. Januar,
6. und 20. Februar,
6. und 20. März,
3. und 24. April,
8. und 22. Mai,
12. und 26. Juni
16. und 30. October,
13. und 27. November,
11. December.

Der Vorsitzende teilt mit, dass nach einem Vorstandsbeschlusse die „Verhandlungen“ der Gesellschaft mit dem 1. Januar 1903 aus dem bisherigen Verlage in den Verlag der Firma Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig übergehen, um mit dem „Halbmonatlichen Literaturverzeichnis“ der „Fortschritte der Physik“ unter dem gemeinsamen Titel der „Berichte der Deutschen Physikalischen Gesellschaft“ vereinigt zu werden. Den Mitgliedern der Gesellschaft werden die „Verhandlungen“ nach wie vor kostenlos geliefert werden, wenn sie es nicht vorziehen, gegen einen geringen, von der Verlagshandlung festzusetzenden Betrag das combinirte Organ der Berichte zu beziehen.

Hr. **Börnstein** teilt mit, dass eine neue Bearbeitung der in zwei früheren Auflagen zusammen mit Hrn. LANDOLT von ihm herausgegebenen „Physikalisch-Chemischen Tabellen" in Aussicht genommen ist. Der chemische Teil des Werkes wird unter Mitwirkung des Hrn. LANDOLT durch Hrn. MEYERHOFFER, der physikalische Teil wie bisher durch Hrn. BÖRNSTEIN zusammengestellt werden. Die Herausgeber richten an alle Fachgenossen und insbesondere an die Mitglieder der Deutschen Physikalischen Gesellschaft die Bitte, Mitteilungen über Unrichtigkeiten oder Mängel der vorigen Ausgabe, sowie Wünsche in Betreff etwaiger Aenderungen, Vervollständigungen oder Weglassungen schriftlich einsenden zu wollen. (Adressen: Prof. BÖRNSTEIN, Wilmersdorf bei Berlin, Landhausstrasse 10; Prof. MEYERHOFFER, Berlin W., Uhlandstrasse 162.)

Es trägt vor Hr. **H. Friedenthal** (a. G.):

Wieviel von der Verbrennungswärme von Brennstoffen lässt sich in mechanische Arbeit umsetzen?

und demonstrirt

ein neues Dampfmaschinenmodell.

Als Mitglieder werden in die Gesellschaft aufgenommen:

Hr. GEORG HIRZEL, in Firma S. HIRZEL, Leipzig, Königstr. 2.
(Vorgeschlagen durch Hrn. H. TH. SIMON.)

Hr. Dr. H. W. FISCHER, Berlin NW., Albrechtstrasse 13/14.
(Vorgeschlagen durch Hrn. E. WARBURG.)

Wieviel von der Verbrennungswärme von Brennstoffen lässt sich in mechanische Arbeit umsetzen?

von Hans Friedenthal.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 12. December 1902.)

(Vgl. oben S. 386.)

Die Frage nach demjenigen Processe, welcher gestattet unter Aufwendung von Brennstoff das Maximum an chemischer Arbeit zu gewinnen, besitzt neben dem sehr hohen praktischen Interesse auch ein erhebliches theoretisches, da die quantitative Umwandlung von Wärme in mechanische Arbeit ohne störendes Auftreten nicht gewünschter Energieformen, wie z. B. der Volumenenergie, durch keinen der bisher bekannt gewordenen Processe ausgeführt gedacht werden konnte.[1]) Kein Wunder, dass die Meinung die herrschende wurde, dass die quantitative Umwandlung einer gegebenen Wärmemenge in mechanische Arbeit zumal in einer Dampfmaschine auch theoretisch unmöglich sei. Als das Maximum der durch eine Dampfmaschine erhältlichen Arbeit sah man diejenige Arbeitsmenge an, welche durch eine sogenannte ideale Dampfmaschine, in welcher ein CARNOT'scher Kreisprocess sich abspielt, erhalten werden konnte. Der Bruchteil der aufgewendeten Energiemenge, welcher in einer solchen idealen Dampfmaschine als effective Arbeit erhalten werden konnte, war bei einer

1) Bei der Wärmezufuhr zu einem idealen Gase soll ebenfalls die gesamte zugeführte Wärme als Arbeit erhalten werden. Dieser Process hat aber einen Stoff vom Moleculargewicht Null, also eine physikalische Unmöglichkeit zur Voraussetzung. Kein Gas besitzt für wechselnde Volumina bei gleicher Temperatur den gleichen Energieinhalt. Volumenenergie tritt bei jedem bisher denkbaren calorischen Process als störender Factor auf.

tiefsten Condensatortemperatur von 20° zwar klein, aber jede Abweichung vom CARNOT'schen Kreisprocess sollte in einer Dampfmaschine zu neuen Verlusten führen, niemals zu einer vorteilhafteren Ausnutzung der aufgewendeten Oxydationsenergie.

Bei Verwertung einer Oxydationsenergie kann niemals ein vollkommener Kreisprocess ausgeführt gedacht werden, da immer neue Mengen von Verbrennungsproducten entstehen, die bei einem Kreisprocess sich in der Maschine anhäufen würden. Es muss daher die Frage entstehen, ob bei Abweichung vom Kreisprocess in einer Dampfmaschine mehr Arbeit erhalten werden kann als in einer „idealen" Dampfmaschine, d. h. einer solchen, bei der wenigstens das Arbeitsmittel einen wahren Kreisprocess ausführt. Der Arbeitswert der Steinkohle berechnet sich in einer „idealen" Dampfmaschine nur zu etwa 3000 Calorien, zwei Drittel der Energie, welche der Brennstoff bei der Oxydation liefert, werden also in einer solchen nutzlos verschleudert.

Bei der Dampfmaschine mit CARNOT'schem Kreisprocess tritt Flüssigkeit von der höchsten im Process vorkommenden Temperatur in den Kessel ein, nimmt im Kessel einen Teil der Oxydationswärme der Feuergase auf und verwandelt diese Wärme ohne Erhöhung der eigenen Temperatur quantitativ in Volumenenergie. Von der so erhaltenen Volumenenergie wird im Arbeitscylinder ein Teil in Arbeit umgewandelt, ein Teil als Wärme im Condensator nutzlos abgeführt, ein dritter Teil im Speisecylinder wieder in Wärme zurückverwandelt unter Aufwendung von Arbeit. Fast genau die Hälfte der Oxydationsenergie der Feuergase ist im theoretisch besten Falle, nämlich bei einer Kesseltemperatur von 360° mit den Feuergasen nutzlos abgezogen, von der übrig bleibenden Hälfte der Wärme wird ebenfalls noch ein grosser Teil durch die Condensatorflüssigkeit abgeführt und mit dieser vergeudet.

Alle eben geschilderten Verlustquellen werden in einer Dampfmaschine vermieden, welche keinen Kreisprocess ausführt, sondern das Arbeitsmittel nach geleisteter Arbeit verbrennt. Eine solche Dampfmaschine ist, da sie keine Verlustquelle in sich birgt, im stande, die gesamte Ver-

brennungswärme eines flüssigen Brennmateriales in nutzbare mechanische Arbeit — im denkbar besten Falle — umzuwandeln, ja es ist sogar möglich, Dampfmaschinen zu construiren, welche nicht nur die gesamte Verbrennungswärme des verbrauchten Brennstoffs in mechanische Arbeit überführen, sondern sogar die Umgebung abkühlen und auf Kosten der Umgebungstemperatur neue Wärmemengen in mechanische Arbeit umzuwandeln gestatten.

Durch Abkehr vom CARNOT'schen Kreisprocess ist es möglich eine „ideale" Dampfmaschine zu construiren, bei welcher der Arbeitswert des Brennstoffs gleich der Oxydationsenergie des Brennstoffs sich ergiebt, ohne Zuhülfenahme des absoluten Nullpunktes als Condensatortemperatur. Es sollen bei der im Folgenden beschriebenen Dampfmaschine die Verluste durch Reibung und Strahlung als von Null unmerklich wenig verschieden angenommen werden, die Temperatur der Umgebung betrage überall 20°, sodass ausserhalb der Maschine kein Wärmepotentialgefälle herrscht.

In einem Kessel, in welchen Flüssigkeit von der Temperatur der Umgebung (20°) eintritt, verwandelt sich durch Wärmezufuhr isovolumetrisch die eingeführte Flüssigkeit in Dampf oberhalb der kritischen Temperatur der benutzten Flüssigkeit; durch den im Kessel herrschenden Druck wird die Volumenzunahme der eingeführten Flüssigkeit verhindert. Während also im Kessel der CARNOT'schen Maschine die Temperatur constant bleibt und die zugeführte Wärme quantitativ in Volumenenergie übergeführt wird, steigt im Kessel der neuen Maschine die Temperatur bis zur Höchsttemperatur und bleibt quantitativ als Wärme ohne Umformung erhalten. Jetzt tritt ein Teil des Kesselinhaltes, also ein Gasvolumen von Höchsttemperatur, in den Cylinder und expandirt in diesem unter Arbeitsleistung. Dabei tritt Temperatursenkung, Drucksenkung und Condensation ein, während im Cylinder der CARNOT'schen Dampfmaschine Verdampfung eintrat. Bei der neuen Maschine, bei welcher Gas oberhalb der kritischen Temperatur vom specifischen Gewicht einer Flüssigkeit expandirte, tritt Kälte unterhalb der Umgebungstemperatur auf, und zwar je nach den benutzten Drucken mit beliebiger Annäherung

an den absoluten Nullpunkt. Bei der CARNOT'schen Maschine ist die Umgebungstemperatur zugleich die tiefste erreichbare Temperatur. Im Cylinder der neuen Maschine resultirt ein Gemenge von Flüssigkeit und Dampf, je höher der Kesseldruck, desto grösser der Bruchteil des freiwillig gebildeten Condensates.

Ein Teil der dem Kessel zugeführten Wärme ist während der Expansion im Cylinder in Arbeit übergeführt worden, ein Teil ist noch als Volumenenergie in dem restirenden Dampf enthalten. In der CARNOT'schen Dampfmaschine wird ein Teil dieser restirenden Volumenenergie durch die Condensatorflüssigkeit nutzlos abgeführt, in der neuen Maschine wird der restirende Dampf in die Feuerung geführt und dort verbrannt, wobei die Volumenenergie sich zu der Oxydationswärme addirt. Die schon verdampfte Flüssigkeit besitzt eine höhere Verbrennungswärme, als das Ausgangsmaterial.

Leite ich den Process so, dass durch die Oxydationsenergie des verbrennenden Dampfes gerade die in Form von Arbeit verschwundene Wärme ersetzt wird, so habe ich eine verlustlose Maschine. Die Abgase verlassen mit der Umgebungstemperatur den Kessel, da sie mit immer neuen Mengen Flüssigkeit von 20° zuletzt in Berührung waren, während in der CARNOT'schen Maschine im besten Falle allein durch die Hitze der Abgase etwa 45 Proc. nutzlos verbraucht werden.

Folgende Rechnung zeigt die Gleichheit von Oxydationsenergie und geleisteter Arbeit in der neuen Dampfmaschine. M Calorien brauche ich, um B Einheiten flüssigen Brennstoffs von T_1 auf T_2 isovolumetrisch zu erhitzen. T_2 liege oberhalb der kritischen Temperatur der benutzten Flüssigkeit. Bei freiwilliger Expansion des entstandenen Dampfes bis 1 Atm. wird ein Bruchteil der zugeführten Wärme in Arbeit verwandelt M/p, der Wärmerest steckt in dem Gemenge von Dampf und Flüssigkeit von der Temperatur T_3, die tiefer als T_2 liegt. Es bleiben von den (B) Einheiten Dampf nach der Arbeitsleistung B/a Einheiten als Dampf von T_3 und $B - B/a$ Einheiten als Flüssigkeit von der Temperatur T_3 zurück. (Es wird jetzt angenommen, dass T_3 oberhalb von 20° gelegen sei, was, wie oben gezeigt, nicht notwendig ist.) Um (B) Einheiten Brennstoff von

T_1 auf T_3 zu erwärmen, brauche ich (x) Calorien, also um $(B - B/a)$ Einheiten auf T_3 zu erwärmen $x(B - B/a)$. Um B Einheiten in Dampf von T_3 zu verwandeln, brauche ich y Calorien, also um B/a Einheiten zu verwandeln $y(B/a)$ Calorien. Nun besteht die Gleichung

$$M = \frac{M}{p} + x\left(B - \frac{B}{a}\right) + y\left(\frac{B}{a}\right).$$

Die Wärmemenge $x(B - B/a)$, d. h. die im freiwilligen Condensat steckende Wärme, wird dem Kessel durch die Speisepumpe wieder zugeführt, geht also nicht verloren.

Die Energiemenge $y(B/a)$ leite ich in die Feuerung und verbrenne den Dampf, sodass die Energie als Wärme auf neuen Kesselinhalt übergeht. Mit steigendem Druck und Temperaturintervall nimmt der im Cylinder in mechanische Arbeit umgewandelte Bruchteil von $M(M/p)$ beständig zu, während die als Dampf verbleibende Brennstoffmenge stetig abnimmt. Es muss daher für jeden Brennstoff ein Temperaturintervall geben, bei welchem die Verbrennungswärme des restirenden Dampfes gerade ausreicht, um $M - x(B - B/a)$ Calorien zu liefern, d. h. von neuem (B) Einheiten Brennstoff von der Temperatur T_2 zu liefern, deren Arbeitsleistung gleich M/p ist.

B/a Einheiten Brennstoff (flüssig) von 20° liefern W Calorien. B/a Einheiten des Dampfes von T_3 liefern $W + y(B/a)$ Calorien. Wir müssen gleichsetzen

(I) $$W + y\left(\frac{B}{a}\right) = M - x\left(B - \frac{B}{a}\right).$$

Nun war

(II) $$M = \frac{M}{p} + x\left(B - \frac{B}{a}\right) + y\left(\frac{B}{a}\right).$$

Aus Gleichung (I) folgt

$$W = M - x\left(B - \frac{B}{a}\right) - y\left(\frac{B}{a}\right).$$

Aus Gleichung (II) folgt

$$\frac{M}{p} = M - x\left(B - \frac{B}{a}\right) - y\left(\frac{B}{a}\right).$$

Also ist

$$W = \frac{M}{p}.$$

Die Verbrennungsenergie des Brennstoffs im flüssigen Zustand ist gleich der von der Maschine geleisteten Arbeit, oder der wirtschaftliche Wirkungsgrad ist gleich 1. Die neue ideale Maschine setzt also 100 Proc. der Verbrennungswärme in mechanische Arbeit um.

Man könnte gegen die Berechnung einwenden, dass zum Anheizen der neuen Maschine mehr Wärme erforderlich ist, als bei der ersten Arbeitsleistung in mechanische Arbeit umgesetzt wird, denken wir uns aber die Maschine gefüllt mit B Einheiten Brennstoff von der Temperatur T_2 beginnend, so wandelt sie beständig 100 Proc. der Oxydationswärme in Arbeit um und hinterlässt nach der letzten Verbrennung das System genau wie im Anfangsstadium gefüllt mit (B) Einheiten Brennstoff von der Temperatur T_2.

Für einen bestimmten Brennstoff lässt sich bis jetzt das Temperaturintervall, bei welchem die Oxydationswärme des restirenden Dampfes gerade die geleistete mechanische Arbeit deckt, nicht zahlenmässig vorausberechnen, da der Gang der specifischen Wärme einer Flüssigkeit bei isovolumetrischer Wärmezufuhr experimentell noch in keinem Falle ermittelt ist. Für eine gewöhnliche Dampfmaschine dagegen lässt sich bei Verwendung von verdünntem Spiritus als Brennmaterial experimentell sehr leicht die Grenze der Verdünnung feststellen, bei welcher der gesamte Dampf verbrannt werden muss, um die Maschine bei constanter Arbeitsleistung zu erhalten. Ein der Deutschen Physikalischen Gesellschaft im Betriebe gezeigtes Modell demonstrirte bereits, dass mit Spiritus von solcher Verdünnung, dass er in kaltem Zustande nicht mehr brennt, die kleine Maschine bei Verwertung der Abdampfwärme in Gang gehalten werden konnte. Die Volumenenergie, welche als störender Factor bei allen bisher construirten Wärmemaschinen auftrat und eine notwendige Wärmeverschwendung mit sich brachte, kann durch Verbrennung des Abdampfes nach der Arbeitsleistung noch quantitativ in einer neuartigen idealen Dampfmaschine verwertet werden.

Die gesamte Verwertung der Oxydationsenergie in einer Dampfmaschine bezeichnet noch immer nicht die obere Grenze für die von einer solchen Maschine geleistete mechanische

Arbeit, da man sich auch Dampfmaschinen construiren kann bei Umgehung eines Kreisprocesses, welche wie die HELMHOLTZ'schen elektrischen Ketten die Umgebung abkühlen, wobei noch Wärme der Umgebung in mechanische Arbeit übergeführt werden kann.

Comprimire ich ein Gas erheblich unter Ableitung der entstehenden Compressionswärme, sei es durch Thermoelemente, sei es, um bei calorischen Maschinen zu bleiben, durch den Kessel einer neuartigen idealen Dampfmaschine, so kühlt sich das Gas nach der Wärmeentziehung bei Expansion unter Arbeitsleistung ab, um so mehr sich dem absoluten Nullpunkt nähernd, je höher sein specifisches Gewicht vor der Arbeitsleistung war. Lasse ich das kalte Gas sich wieder erwärmen unter Zufluss von Wärme aus der Umgebung, so erhält es von neuem hohen Druck und ist im stande, bei weiterer isothermischer Expansion Wärme der Umgebung in mechanische Arbeit umzusetzen. Als Arbeitsgewinn erscheint der Unterschied zwischen adiabatischer Expansion und isothermischer Expansion des auf die Temperatur der Umgebung abgekühlten Gases. Die Arbeit geschieht auf Kosten der Temperatur der Umgebung.

Dieselben Erwägungen, welche zeigen, dass der CARNOT'sche Process nicht das Maximum an Arbeit aus einer gegebenen Wärmemenge zu gewinnen gestattet, führen — wie beinahe selbstverständlich erscheint — zu dem Ergebnis, dass bei Kälteerzeugungsmaschinen ebenfalls der CARNOT'sche Process nicht das Minimum an Arbeit liefert, mit dem eine bestimmte Kältemenge erzeugt werden kann. Bei den Kälteerzeugungsmaschinen ist es ebenso möglich, die aus dem Kessel vor der Arbeitsleistung abgeführte Wärme im Process selber zu verwerten bei Vermeidung eines CARNOT'schen Kreisprocesses, wie es möglich ist, die im Condensator einer CARNOT'schen Dampfmaschine abgeführte Wärmemenge noch in Arbeit umzusetzen. [Vortragender demonstrirt an der Hand einer Zeichnung den Arbeitsgang einer calorischen Maschine, welche ohne Vorhandensein eines Wärmepotentialgefälles ausserhalb der Maschine Wärme der Umgebung in nutzbare mechanische Arbeit umzusetzen gestattet.]

Bei jeder bisher construirten calorischen Maschine irgend welcher Art trat stets Volumenenergie als Verlustquelle auf, sodass allgemein die Ueberzeugung entstand, dass das Auftreten solcher Verluste in calorischen Maschinen durch keinen denkbaren Process umgangen werden könnte. Thatsächlich existirte bisher kein calorischer Process, welcher Wärme in Arbeit quantitativ umzuwandeln gestattet hätte. Bei der neuen Dampfmaschine tritt ebenfalls Volumenenergie bei der Arbeitsleistung auf, aber diese wird quantitativ bei der nachfolgenden Verbrennung ausgenutzt und als Wärme dem Kessel wieder zugeführt. Nur die Verbrennung nach der Arbeitsleistung ermöglicht die Construction einer theoretisch verlustlosen Wärmemaschine.

Die Unmöglichkeit einen Process zu finden, welcher Wärme quantitativ in mechanische Arbeit umzusetzen gestattet, hat sogar zu einer irrtümlichen Auffassung des zweiten Hauptsatzes der Energielehre geführt, indem die Energieformen in eine Rangordnung gepresst wurden, in welcher höhere und niedere Energieformen unterschieden wurden. Die Wärme sollte [1]) den tiefsten Platz einnehmen, die mechanische Energie den höchsten, die anderen Energieformen sich dazwischen reihen.

Diese Rangordnung der Energieformen bedeutet nichts anderes als die Grösse der technischen Schwierigkeit, das störende Auftreten unerwünschter Energieformen, die wir anthropocentrisch Verluste nennen, zu vermeiden. Der zweite Hauptsatz wird in der Fassung gelehrt, dass es unmöglich sein soll, mit einer periodisch wirkenden Maschine Energie unter Wahrung ihrer Quantität vollständig in eine höhere Energieform umzuwandeln. Eine solche Maschine wird ein perpetuum mobile zweiter Art genannt. Da die oben angeführte calorische Maschine genügend mechanische Arbeit liefert, um im Grenzfalle den Brennstoff quantitativ aus den Verbrennungsproducten zu erzeugen, so wäre diese ein perpetuum mobile zweiter Art und damit theoretisch unmöglich, da bei Wiederherstellung des Brennstoffs ein periodischer Process vorliegt.

1) F. Auerbach, Kanon der Physik, p. 324. 1899.

Bei dieser Fassung des zweiten Hauptsatzes der Energielehre wird ganz übersehen, dass der zweite Hauptsatz keine zahlenmässige Grösse enthält, also, da die quantitative Beziehung erst das physikalische Gesetz ausmacht, nur ein logisches Princip ausspricht.

Einem perpetuum mobile zweiter Ordnung kann ich praktisch nahe kommen mit einem Fehler, der im Grenzfalle von Null unendlich wenig verschieden ist, selbst wenn es sich um Verwandlung von Wärme in mechanische Arbeit handelt. Es giebt keine natürliche Rangordnung der Energieformen. Ebenso ist es möglich, in einem periodischen Process mit einem von Null unendlich wenig verschiedenen Fehler eine Energieform unter Wahrung ihrer Quantität auf ein höheres Niveau zu heben. Bei jeder Umwandlung einer Energieform in eine beliebige andere, sowie bei Veränderung der Grösse der Entropie treten nicht erwünschte Energieformen als Verlustquelle auf, doch kann der Zerstreuungsgrad der Energie stets im Grenzfall von Null unendlich wenig verschieden gedacht werden. Wegen des Fehlens der quantitativen Beziehungen im zweiten Hauptsatze der Energielehre widerspricht eine Maschine keinem physikalischen Gesetze, welche in einem periodischen Processe Wärme quantitativ in mechanische Arbeit umwandelt.

Wärme lässt sich mit einem von Null unendlich wenig verschiedenen Fehler im periodischen Processe quantitativ in mechanische Arbeit umwandeln oder auf ein höheres Niveau heben. Der Carnot'sche Kreisprocess liefert nicht das Maximum an Arbeit, welches bei gegebenem Temperaturintervall aus einem gegebenen Wärmequantum entstanden gedacht werden kann, nur bei Zurückführung eines Gases zum Ausgangspunkt unter Ableitung der überschüssigen Volumenenergie in Form von Wärme nach geschehener Arbeitsleistung liefert der Carnot'sche Process ein Maximum an mechanischer Energie. An diese Bedingungen ist man bei Construction von Maschinen nicht gebunden. Die Dampfmaschine in ihrer jetzigen Form, wo fast die Hälfte der Verbrennungswärme gleich von Anfang an zum Schornstein hinausgestossen wird und der grösste Teil des Restes ebenfalls im Condensator abgeführt werden muss, gleicht den alten Hochöfen, bei welchen die Flammen

unbenutzt zum Schornstein hinausschlugen und Nachts die ganze Gegend erhellten. In gleicher Weise wie man jetzt in Feuerluftmaschinen die Wärme der Hochofengase mit Erfolg auszunutzen bemüht ist, wird man vielleicht in nicht allzu ferner Zukunft die alte Dampfmaschine nur noch als wertvollen Kühlmantel für die Feuerluftmaschinen benutzen, welche, wie oben gezeigt wurde, die gesamte Wärme der Heizgase theoretisch auszunutzen gestatten.

In der an diesen Vortrag anschliessenden Discussion weist Hr. M. Planck kurz darauf hin, dass der zweite Hauptsatz der Thermodynamik, correct formulirt, für jeden Vorgang in der Natur eine zahlenmässig controlirbare Beziehung liefert, dass aber diese Beziehung ganz verschieden lautet, je nachdem in einer Maschine der arbeitende Stoff einen Kreisprocess durchmacht oder nicht. Ferner zeigt er an dem Beispiel eines sich isotherm ausdehnenden idealen Gases, dass man bei Verzichtleistung auf einen Kreisprocess sehr wohl Vorgänge realisiren kann, bei welchen Wärme ohne jeden Rest in mechanische Arbeit verwandelt wird. Denn bei constanter Temperatur bleibt auch die in dem Gase enthaltene Energie constant, und die Ausdehnungsarbeit ist genau gleich der dem Gas von aussen zugeführten Wärme. Daraus folgt, dass bei Maschinen ohne Kreisprocess aus der Frage nach dem Betrage der Wärme, welche sich in mechanische Arbeit umsetzen lässt, kein allgemeiner Maassstab für die ökonomische Bedeutung der Maschine zu gewinnen ist.

Mitgliederliste

der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft.

Im Jahre 1902 verlor die Gesellschaft durch Tod:
Prof. Dr. R. Finkener, Prof. Dr. L. Fuchs, G. v. Hansemann, Prof. Dr. J. Pernet, Hans Bartsch v. Sigsfeld, Prof. Dr. R. Virchow, Frl. Dr. Elsa Neumann.

Am Ende des Jahres 1902 waren Mitglieder der Gesellschaft:

A. Berliner Mitglieder.

1. Herr Dr. M. Abramczyk*), W., Regensburgerstrasse 32.
2. „ Dr. M. Altschul, N., Brunnenstrasse 109.
3. „ Dr. R. Apt, N., Oranienburgerstrasse 8.
4. „ F. S. Archenhold, Treptow, Sternwarte.
5. „ Prof. Dr. H. Aron, W., Lichtensteinallee 3a.
6. „ Dr. L. Arons, SW., Königgrätzerstrasse 109.
7. „ Dr. E. Aschkinass, W., Kurfürstendamm 22.
8. „ Prof. Dr. R. Assmann, N., Seestrasse 61.
9. „ O. Baschin, N., Eichendorffstrasse 2.
10. „ Dr. W. Bein, W., Emserstrasse 25.
11. „ Dr. G. Benischke, Pankow, Parkstrasse 8.
12. „ A. Berberich, SW., Lindenstrasse 91.
13. „ Dr. A. Berliner, NW., Dorotheenstr. 60.
14. „ Prof. Dr. W. v. Bezold, W., Lützowstrasse 72.
15. „ Prof. Dr. E. Blasius, Charlottenburg, Knesebeckstrasse 96.
16. „ A. Blümel, SO., Melchiorstrasse 22.
17. „ H. Boas, SW., Dessauerstrasse 38.
18. „ Prof. Dr. R. Börnstein, Wilmersdorf, Landhausstrasse 10.
19. „ Prof. Dr. H. Böttger, NW. Lessingstrasse 10.
20. „ A. du Bois-Reymond, NW., Schiffbauerdamm 29a.
21. „ Dr. E. Bollé, SO., Manteuffelstrasse 126.
22. „ Dr. F. Bremer, NW., Schleswiger Ufer 16.
23. „ Dr. W. Brix, Steglitz, Hohenzollernstrasse 1.
24. „ Prof. Dr. E. Brodhun, Grunewald, Hubertusbaderstr. 22.
25. „ Dr. C. Brodmann, NW., Paulstrasse 13.
26. „ Prof. Dr. E. Budde, NW., Alt-Moabit 89.
27. „ W. B. v. Czudnochowski, NW., Klopstockstrasse 38.
28. „ Dr. R. Defregger, NW., Brückenallee 30.
29. „ Dr. A. Denizot, Charlottenburg, Schlüterstrasse 7.
30. „ Dr. H. Diesselhorst, W., Schaperstrasse 18.

*) Berlin ist in dem Verzeichniss weggelassen.

31. Herr Dr. W. Dittenberger, Charlottenburg, Marchstrasse 25.
32. „ Dr. F. Dolezalek, Halensee, Friedrichsruherstrasse 23.
33. „ Dr. B. Donath, Charlottenburg, Stuttgarterplatz 16.
34. „ Dr. A. Ebeling, W., Würzburgerstrasse 20.
35. „ Dr. Joh. Ehlers, NW., Lübeckerstrasse 27.
36. „ Prof. Dr. Th. W. Engelmann, NW., Neue Wilhelmstrasse 15.
37. „ F. Ernecke, SW., Königgrätzerstrasse 112.
38. „ Dr. C. Färber, S., Fichtestrasse 2.
39. „ Dr. Felgenträger, Friedenau, Kaiser-Allee 86.
40. „ Prof. Dr. K. Feussner, Charlottenburg, Leibnizstrasse 1.
41. „ Dr. H. W. Fischer, NW., Albrechtstr. 13/14.
42. „ Reg.-Rat Dr. A. Franke, W., Marburgerstrasse 9a.
43. „ Dr. A. Franke, Gross-Lichterfelde, Sternstrasse 28.
44. „ Dr. F. Frankenhäuser, Friedenau, Rembrandtstrasse 13.
45. „ Dr. G. Freund, NW., Unter den Linden 69.
46. „ J. Friedländer, W., Regentenstrasse 8.
47. „ Prof. Dr. O. Frölich, Wilmersdorf, Berlinerstrasse 41.
48. „ R. Fuess, Steglitz, Düntherstrasse 7/8.
49. „ Dr. E. Gehrke, S., Gneisenaustrasse 55.
50. „ Dr. H. Gerstmann, W., Knesebeckstrasse 70/71.
51. „ Dr. W. Giese, W., Bülowstrasse 80.
52. „ Dr. A. Gleichen, S., Halleschestrasse 7.
53. „ Prof. Dr. E. Goldstein, W., Bambergerstrasse 6.
54. „ Dr. A. Gradenwitz, SO., Michaelkirchplatz 13.
55. „ Prof. Dr. Th. Gross, Westend, Königin-Elisabethstrasse 1.
56. „ Dr. E. Grüneisen, Charlottenburg, Marchstrasse 25.
57. „ Prof. Dr. L. Grunmach, W., Bayreutherstrasse 9.
58. „ Oberlehrer Dr. R. Güntsche, W., Gleditschstrasse 39.
59. „ Prof. Dr. P. Güssfeldt, NW., Beethovenstrasse 1.
60. „ Prof. Dr. E. Gumlich, Charlottenburg, Schlüterstrasse 71.
61. „ Stabsarzt Guttmann, NW., Friedrichstrasse 140.
62. „ W. Hänsch, S., Prinzenstrasse 71.
63. „ Dr. E. Häntzschel, W., Gleditschstrasse 43.
64. „ Prof. Dr. E. Hagen, Charlottenburg, Werner-Siemensstrasse 7.
65. „ H. Hahn, Grunewald, Bismarckallee 24.
66. „ Prof. Dr. G. Hauck, W., Bülowstrasse 6.
67. „ Dr. F. v. Hefner-Alteneck, W., Hildebrandstrasse 9.
68. „ P. Heitchen, Charlottenburg, Bismarckstrasse 77.
69. „ Prof. Dr. G. Hellmann, W., Margarethenstrasse 2/3.
70. „ Dr. Fr. Henning, Charlottenburg, Marchstrasse 25.
71. „ Prof. Dr. R. Heyne, W., Zietenstrasse 3.
72. „ Prof. Dr. J. Hirschwald, Grunewald, Kunz Buntschuhstr. 16.
73. „ Dr. Christian von Hofe, Charlottenburg, Leibnizstrasse 20.
74. „ Dr. vom Hofe, Gross-Lichterfelde, Stubenrauchstrasse 5.
75. „ Prof. J. H. van't Hoff, Charlottenburg, Uhlandstrasse 2.
76. „ F. Hoffmann, SW., Belle Allianceplatz 6a.

77. Herr M. W. Hoffmann, W., Bambergerstrasse 41.
78. „ Dr. H. Hohnhorst, SW., Grossbeerenstrasse 24.
79. „ Prof. Dr. L. Holborn, Charlottenburg, Schlossstrasse 3.
80. „ Dr. K. Hollefreund, S., Alexandrinenstrasse 36.
81. „ Dr. W. Howe, Westend, Kastanienallee 4.
82. „ Oberlehrer Dr. Hupe, Charlottenburg, Kantstrasse 76.
83. „ M. Iklé, NW., Marienstrasse 18a.
84. „ Prof. Dr. W. Jaeger, Friedenau, Handjerystrasse 90.
85. „ Dr. E. Jahnke, Wilmersdorf, Pariserstrasse 55.
86. „ O. Johannesson, N., Schönhauserallee 169.
87. „ Reg.-Rat Dr. K. Kahle, Westend, Akazienallee 20.
88. „ Prof. Dr. S. Kalischer, W., Ansbacherstrasse 14.
89. „ Prof. G. Kiesel, O., Langestrasse 31.
90. „ O. Kiewel, W., Schinkelplatz 6.
91. „ Dr. O. Knöffler, Charlottenburg, Kantstrasse 151.
92. „ Dr. A. Köpsel, Charlottenburg, Kantstrasse 69.
93. „ Prof. Dr. F. Kötter, S., Annenstrasse 1.
94. „ Prof. Dr. F. Kohlrausch, Charlottenburg, Marchstrasse 25B.
95. „ Prof. Dr. M. Koppe, O., Königsbergerstrasse 16.
96. „ Prof. Dr. G. Krech, S., Brandenburgstrasse 43.
97. „ Prof. Dr. V. Kremser, NW., Spenerstrasse 34.
98. „ Dr. H. Kreusler, NW., Reichstagsufer 7/8.
99. „ Prof. Dr. O. Krigar-Menzel, W., Siegismundstrasse 3.
100. „ Prof. Dr. F. Kurlbaum, W., Meinekestrasse 5.
101. „ Prof. Dr. E. Lampe, W., Fasanenstrasse 82.
102. „ Prof. Dr. H. Landolt, NW., Albrechtstrasse 14.
103. „ Dr. G. Langbein, Charlottenburg, Schillerstrasse 119.
104. „ Prof. Dr. J. Lange, NO., Elisabethstrasse 57/58.
105. „ Dr. W. Leick, Gross-Lichterfelde, Chausseestrasse 109B.
106. „ G. Leithäuser, NW., Reichstagsufer 7/8.
107. „ Dr. E. Less, NW., Bachstrasse 11.
108. „ Dr. L. Levy, W., Blumenthalstrasse 17.
109. „ C. Liebenow, W., Fasanenstasse 51.
110. „ Prof. Dr. O. Liebreich, NW., Neustädtische Kirchstrasse 9.
111. „ Prof. Dr. St. Lindeck, Charlottenburg, Goethestrasse 77.
112. „ Prof. Dr. E. Loew, SW., Grossbeerenstrasse 67.
113. „ Prof. Dr. O. Lummer, W., Nürnbergerplatz 1.
114. „ Dr. A. Mahlke, SW., Möckernstrasse 116.
115. „ Dr. F. F. Martens, NW., Reichstagsufer 7/8.
116. „ Dr. O. Martienssen, W., Kurfürstendamm 26.
117. „ Capitän z. See a. D. Mensing, W., Kurfürstenstrasse 99.
118. „ Reg.-Rat Dr. E. Meyer, Friedenau, Wielandstrasse 10.
119. „ Dr. M. W. Meyer, Charlottenburg, Grolmannstrasse 36.
120. „ Edgar Meyer, NW., Reichstagsufer 7/8.
121. „ Dr. C. Michaelis, Potsdam, Schützenplatz 1c.
122. „ Dr. Michaelis, W., Kurfürstenstrasse 149.

123. Herr Ministerialdirector a. D. Dr. P. Micke, W., Kleiststrasse 15.
124. „ Prof. Dr. Miethe, Charlottenburg, Techn. Hochschule.
125. „ E. Müller, S., Rossstrasse 7.
126. „ Dr. R. Müller, SW., Blücherstrasse 35.
127. „ Prof. Dr. H. Munk, W., Matthäikirchstrasse 4.
128. „ Dr. R. Nahrwold, C., Niederwallstrasse 12.
129. „ Prof. Dr. F. Neesen, W., Ansbacherstrasse 31.
130. „ Prof. Dr. A. Paalzow, W., Wilhelmstrasse 50.
131. „ M. von Pirani, Charlottenburg, Carmerstrasse 1.
132. „ Prof. Dr. M. Planck, W., Achenbachstrasse 1.
133. „ Prof. Dr. F. Poske, Schöneberg, Hauffstrasse 2.
134. „ Prof. Dr. E. Pringsheim, NW., Flensburgerstrasse 14.
135. „ Prof. Dr. A. Raps, SW., Yorkstrasse 66.
136. „ Prof. Dr. O. Reichel, Charlottenburg, Bismarckstrasse 126.
137. „ Dr. ing. H. Reissner, W., Rankestrasse 22.
138. „ Dr. L. Rellstab, Schöneberg, Neue Culmstrasse 5a.
139. „ Dr. E. Richter, Charlottenburg, Knesebeckstrasse 90.
140. „ Dr. H. Rohrbeck, NW., Karlstrasse 24.
141. „ Prof Dr. O. Rosenbach, W., Victoriastrasse 20.
142. „ Prof. Dr. H. Rubens, W., Knesebeckstrasse 29.
143. „ Dr. Schapheitlin, W., Schaperstrasse 17.
144. „ Dr. Karl Scheel, Wilmersdorf, Güntzelstrasse 43.
145. „ Dr. R. Schelske, NW., Beethovenstrasse 3.
146. „ Dr. E. Schenck, Charlottenburg, Kantstrasse 27.
147. „ Prof. M. Schlegel, W., Bellevuestrasse 15.
148. „ Dr. Erich Schmidt, W., Pariserstrasse 9.
149. „ Dr. O. Schönrock, NW., Jagowstrasse 10.
150. „ Prof. Dr. P. Scholz, Steglitz, Fichtestrasse 34.
151. „ Dr. R. Scholz, Charlottenburg, Luisenplatz 3.
152. „ Prof. F. Schotte, SW., Grossbeerenstrasse 27a.
153. „ Dr. W. Schuler, NW., Calvinstrasse 22.
154. „ Dr. G. Schwalbe, Charlottenburg, Bismarckstrasse 114.
155. „ Reg.-R. a. D. R. Seebold, Charlottenburg, Fasanenstrasse 13.
156. „ Frhr. v. Seherr-Thoss, W., Hohenzollernstrasse 16.
157. „ Prof. Dr. G. Sieben, Gross-Lichterfelde, Sternstrasse 9.
158. „ Prof. Dr. A. Siebert, Gross-Lichterfelde, Bellevuestrasse 30.
159. „ Wilh. v. Siemens, W., Thiergartenstrasse 10.
160 „ Dr. S. Simon, Charlottenburg, Spreestrasse 43.
161. „ Prof. Dr. W. Sklarek, W., Landgrafenstrasse 7.
162. „ Prof. Dr. A. Slaby, Charlottenburg, Sophienstrasse 4.
163. „ Dr. Starck, N., Kesselstrasse 32.
164. „ Dr. H. Starke, NW., Reichstagsufer 7/8.
165. „ O. Steffens, N., Kesselstrasse 25.
166. „ Dr. H. v. Steinwehr, Charlottenburg, Marchstrasse 25.
167. „ Dr. K. Stelzner, Charlottenburg, Schillerstrasse 111.
168. „ Dr. K. Stoeckl, NW., Schiffbauerdamm 29, Gartenhaus.

169. Herr Prof. Dr. K. Strecker, W., Keithstrasse 20.
170. „ Schulamtskandidat Thiel, Gross-Lichterfelde, Ringstrasse 58.
171. „ Prof. Dr. M. Thiesen, Friedrichshagen, Ahorn-Allee 10.
172. „ Prof. Dr. J. Traube, W., Potsdamerstrasse 50.
173. „ Prof. Dr. E. Warburg, NW., Neue Wilhelmstrasse 16.
174. „ Reg.-Rat Dr. C. L. Weber, SW., Yorkstrasse 19.
175. „ Prof. Dr. W. Wedding, Gross-Lichterfelde, Wilhelmstrasse 2.
176. „ Prof. Dr. B. Weinstein, Charlottenburg, Kantstrasse 148.
177. „ Dr. K. von Wesendonck, NW., Moltkestrasse 2.
178. „ J. West, SW., Hallesches Strasse 20.
179. „ Prof. Dr. H. F. Wiebe, Charlottenburg, Goethestrasse 87.
180. „ Prof. Dr. W. Wolff, W., Fasanenstrasse 78.
181. „ Dr. B. A. Woringer, Grunewald, Hagenstrasse 3.
182. „ R. Wurtzel, NW., Philippstrasse 6.
183. Versuchsabteilung der Verkehrstruppen, W., Wilhelmstrasse 101.

B. Auswärtige Mitglieder.

184. Herr Prof. Dr. R. Abegg, Breslau, Kaiser Wilhelmstrasse 70.
185. „ Dr. M. Abraham, Göttingen, Nicolausbergerweg 17.
186. „ A. Ackermann-Teubner, Leipzig, Poststrasse 3.
187. „ Prof. Dr. K. Ångström, Upsala.
188. „ Dr. E. van Aubel, Gent, chaussée de Courtrai 130.
189. „ Prof. Dr. F. Auerbach, Jena.
190. „ Dr. U. Behn, Frankfurt a. M., Sachsenlager 13.
191. „ Dr. O. Berg, Greifswald, Rossmarkt 8.
192. „ Dr. G. Berthold, Ronsdorf.
193. „ Dr. F. Bidlingmaier, Potsdam, Meteor.-Magn. Observatorium.
194. „ Prof. Dr. H. du Bois, Utrecht, Universität.
195. „ Prof. Dr. L. Boltzmann, Wien XXVI/1, Haizingergasse 26.
196. „ Prof. Dr. F. Braun, Strassburg i. E., Physik. Institut.
197. „ Prof. Dr. H. Bruns, Leipzig, Stephanstrasse 3.
198. „ Prof. Dr. F. Burckhardt, Basel.
199. „ Prof. Dr. O. Chwolson, St. Petersburg, Universität.
200. „ Dr A. Coehn, Göttingen, Obere Karspüle 16a.
201. „ Prof. Dr. E. Cohn, Strassburg i. E., Schweighauserstrasse 19.
202. „ Dr. S. Czapski, Jena.
203. „ Dr. A. Dahms, Leipzig, Thalstrasse 35.
204. „ Dr. A. Day, Washington, DC. US. Geologial Survey.
205. „ Prof. Dr. C. Dieterici, Hannover, Techn. Hochschule.
206. „ Prof. Dr. E. Dorn, Halle a. S., Paradeplatz 7.
207. „ Dr. Drecker, Aachen, Lousbergstrasse 26.
208. „ Prof. Dr. P. Drude, Giessen, Nahrungsberg 8.
209. „ Prof. Dr. E. v. Drygalski,
210. „ Prof. H. Dufour, Lausanne, Universität.
211. „ Prof. Dr. H. Ebert, München, Techn. Hochschule.
212. „ Dr. J. Edler, Potsdam, Leipzigerstrasse 9a.

213. Herr Prof. Dr. J. Elster, Wolfenbüttel, Lessingstrasse 7.
214. „ Dr. R. Emden, München, Techn. Hochschule.
215. „ Dr. K. Fischer, München-Solln Nr. 17.
216. „ Prof. Dr. C. Fromme, Giessen.
217. „ Prof. Dr. J. Gad, Prag.
218. „ Dr. H. Gaedecke, München, Bayerstrasse 88.
219. „ Dr. A. Galle, Potsdam, Geodät. Institut.
220. „ Prof. H. Geitel, Wolfenbüttel.
221. „ Dr. J. Ritter von Geitler, Prag, II, 1594 Physik. Institut.
222. „ Prof. Dr. D. Goldhammer, Kasan.
223. „ Prof. Dr. L. Grätz, München, Arcisstrasse 8.
224. „ Oberlehrer E. Grimsehl, Hamburg, Wagnerstrasse 74.
225. „ Prof. Dr. O. Grotrian, Aachen, Theresienstrasse 13.
226. „ Prof. Dr. G. Gruss, Smichow bei Prag.
227. „ Prof. Dr. S. Günther, München, Akademiestrasse 5.
228. „ Dr. S. Guggenheimer, Nürnberg, Kaiserstrasse 23.
229. „ Director L. Hacker, Brandenburg a/H.
230. „ Dr. A. Hagenbach, Bonn, Physik. Institut.
231. „ Prof. Dr. E. Hagenbach-Bischoff, Basel.
232. „ Prof. Dr. W. Hallwachs, Dresden-Altstadt, Münchenerstr. 2.
233. „ Prof. Dr. Hermann Hammerl, Innsbruck.
234. „ H. Hauswaldt, Magdeburg-Neustadt.
235. „ Dr. Hecker, Potsdam, Geodät. Institut.
236. „ Prof. Dr. A. Heydweiller, Münster i. W., Physik. Institut.
237. „ Prof. Dr. F. Himstedt, Freiburg i. B., Goethestrasse 8.
238. „ Georg Hirzel i. Fa. S. Hirzel, Verlagsbuchhandlung, Leipzig. Königstrasse 2.
239. „ Prof. Dr. D. Hurmuzescu, Jassy.
240. „ Prof. Dr. Georg W. A. Kahlbaum, Basel.
241. „ Dr. W. Kaufmann, Göttingen, Physik. Institut.
242. „ Prof. Dr. H. Kayser, Bonn.
243. „ Dr. H. Kellner, Scientific Director of the Spencer Lens Co. Buffalo N.Y. 367/373 Seventh Street.
244. „ Prof. Dr. J. Kiessling, Hamburg.
245. „ Prof. Dr. L. v. Klecki, Krakau, Karmelickastrasse 44.
246. „ Prof. Dr. F. Klein, Göttingen.
247. „ Dr. O. Knoblauch, München, Haydnstrasse 8.
248. „ Prof. Dr. K. R. Koch, Stuttgart, Techn. Hochschule.
249. „ Prof. Dr. W. König, Greifswald, Physik. Institut.
250. „ Dr. J. Königsberger, Freiburg i. B., Physik. Institut.
251. „ Prof. Dr. W. Kohlrausch, Hannover, Techn. Hochschule.
252. „ Dr. A. Korn, München, Hohenzollernstrasse 1a.
253. „ C. Krall, Elberfeld, Roonstrasse 54.
254. „ Prof. Dr. H. Kronecker, Bern.
255. „ Dr. H. Krüss, Hamburg, Adolfsbrücke 7.
256. „ Dr. Kühnen, Potsdam, Geodät. Institut.

257. Herr Prof. Dr. V. von Lang, Wien, IX. Türkenstrasse 3.
258. „ Prof. Dr. E. Lecher, Prag II 1594, Physik. Institut.
259. „ Prof. Dr. O. Lehmann, Karlsruhe, Techn. Hochschule.
260. „ Dr. A. Lessing, Göttingen, Walkmühlenweg 27.
261. „ Prof. Dr. Th. Liebisch, Göttingen, Wilhelm-Weberstr. 17.
262. „ Prof. Dr. C. Linde, Thalkirchen bei München.
263. „ Dr. A. Lindemann, Güstrow i. Mecklenburg, Burgstrasse 7.
264. „ Dr. Fr. Linke, Potsdam, Schwerdtfegerstrasse 5.
265. „ Prof. Dr. H. A. Lorentz, Leiden.
266. „ Dr. Lüdeling, Potsdam, Meteor. Institut.
267. „ Dr. R. Luyken, Potsdam, Französischestrasse 1.
268. „ Prof. Dr. K. Mack, Hohenheim bei Stuttgart.
269. „ Dr. E. Marx, Leipzig, Physik. Institut.
270. „ A. Meiner i. Fa. J. A. Barth, Verlagsbuchandlung, Leipzig, Rossplatz 17.
271. „ Dr. G. Melander, Helsingfors.
272. „ Prof. Dr. G. Meyer, Freiburg i. B., Dreisamstrasse 3.
273. „ Prof. Dr. O. E. Meyer, Breslau, Göppertstrasse 1.
274. „ Prof. Dr. G. Mie, Greifswald, Domstrasse 30.
275. „ Dr. James Moser, Wien VIII/1 Laudongasse 25.
276. „ Prof. Dr. K. von der Mühll, Basel, Universität.
277. „ Prof. Dr. W. Müller-Erzbach, Bremen.
278. „ Prof. Dr. A. Müttrich, Eberswalde.
279. „ Prof. Dr. W. Nernst Göttingen, Herzberger Chaussee 13.
280. „ Prof. Dr. C. Neumann, Leipzig, Querstrasse 10/12.
281. „ Dr. A. Nippoldt, Potsdam, Meteorol.-Magnet. Observatorium.
282. „ Prof. Dr. A. v. Oettingen, Leipzig, Mozartstrasse 1.
283. „ Prof. Dr. W. Ostwald, Leipzig, Linnéstrasse 3.
284. „ Prof. Dr. L. Pfaundler, Graz.
285. „ Dr. A. Pflüger, Bonn, Physik. Institut.
286. „ Prof. Dr. R. Pictet, Berlin N., Wallstrasse 2.
287. „ Prof. Dr. Precht, Hannover, Techn. Hochschule.
288. „ E. Prümm, Braunschweig, Physik. Institut, z. Z. Göttingen, Rennhäuser Chaussee 38.
289. „ Prof. Dr. K. Prytz, Kopenhagen, Falkoneergaardsvej 12.
290. „ Prof. Dr. C. Pulfrich, Jena.
291. „ Prof. Dr. G. Quincke, Heidelberg, Friedrichsbau.
292. „ Prof. Dr. G. Recknagel, Augsburg.
293. „ Dr. W. Reiss, Schloss Könitz (Thüringen).
294. „ Ingenieur Renisch, Essen a. Ruhr.
295. „ Prof. Dr. F. Richarz, Marburg i. H.
296. „ Prof. Dr. E. Riecke, Göttingen.
297. „ Prof. Dr. W. C. Röntgen, München, Physik. Institut.
298. „ Dr. M. v. Rohr, Jena, Wagnergasse 11.
299. „ Prof. Dr. J. Rosenthal, Erlangen.
300. „ Prof. Dr. R. Rühlmann, Döbeln i. Sachs., Kgl. Real-Gymnasium.

301. Herr Prof. Dr. C. Runge, Hannover, Techn. Hochschule.
302. „ Dr. K. Schaum, Marburg.
303. „ Prof. Dr. J. Scheiner, Potsdam, Astrophysikal. Observatorium.
304. „ Dr. R. Schenck, Marburg i. H., Universitätsstrasse.
305. „ Prof. Dr. K. Schering, Darmstadt, Grünerweg 10.
306. „ Prof. Dr. A. Schmidt, Potsdam, Telegraphenberg.
307. „ Prof. Dr. Schubert, Eberswalde, Forstakademie.
308. „ Dr. A. Schulze, Marburg i. H.
309. „ Dr. H. Siedentopf, Jena, Oberer Löbdergraben 11.
310. „ Prof. Dr. P. Silow, Warschau, Universität.
311. „ Prof. Dr. H. Th. Simon, Göttingen.
312. „ Dr. P. Spies, Potsdam, Waisenstrasse 36.
313. „ Prof. Dr. A. Sprung, Potsdam, Meteorol.-Magnet. Observ.
314. „ Dr. Joh. Stark, Göttingen, Herzberger Chaussee 19.
315. „ Dr. R. Straubel, Jena, Beethovenstrasse 2.
316. „ Prof. Dr. V. Strouhal, Prag, Clementinum.
317. „ Dr. R. Süring, Potsdam, Meteorol.-Magnet. Observatorium.
318. „ B. Tepelmann, Braunschweig, vor der Burg 18.
319. „ S. Tereschin, Petersburg, Nicolaewskaya 40.
320. „ Dr. M. Toepler, Dresden-A., Reichenbachstrasse 9.
321. „ Prof. Dr. W. von Uljanin, Kasan.
322. „ Dr. Usener, Kiel, Muhliusstrasse 5.
323. „ Dr. Henri Veillon, Basel, Eulerstrasse 27.
324. „ Dr. Fr. Vettin, Dessau, Antoinettenstrasse 14.
325. „ Prof. Dr. H. C. Vogel, Potsdam, Astrophysik. Observat.
326. „ Prof. Dr. W. Voigt, Göttingen.
327. „ Prof. Dr. P. Volkmann, Königsberg i. Pr.-Tragheim, Kirchenstr. 11.
328. „ Prof. Dr. A. Voller, Hamburg, Physik. Staatslaboratorium.
329. „ Prof. Dr. R. Wachsmuth, Rostock, Prinzenstrasse 4.
330. „ Prof. Dr. H. Weber, Braunschweig, Techn. Hochschule.
331. „ Prof. Dr. H. F. Weber, Zürich, Techn. Hochschule.
332. „ Prof. Dr. L. Weber, Kiel, Physik. Institut.
333. „ Dr. A. Wehnelt, Erlangen, Luitpoldstrasse 6.
334. „ Prof. Dr. E. Wiechert, Göttingen.
335. „ Prof. Dr. E. Wiedemann, Erlangen.
336. „ Prof. Dr. M. Wien, Aachen, Techn. Hochschule.
337. „ Prof. Dr. W. Wien, Würzburg, Physik. Institut.
338. „ Prof. Dr. O. Wiener, Leipzig, Thalstrasse 35.
339. „ Prof. Dr. J. Wilsing, Potsdam, Astrophysikal. Observatorium.
340. „ Prof. Dr. A. Winkelmann, Jena.
341. „ Dr. Wright, Wien III. Apostelgasse.
342. „ Prof. Dr. A. Wüllner, Aachen, Techn. Hochschule.
343. „ Prof. Dr. W. v. Zahn, Leipzig-Plagwitz, Carl-Heinestrasse 33.
344. „ Dr. Ziegler, Dresden, Techn. Hochschule.
345. Die mathem.-physik. Sammlung des bayrischen Staates (Director: Mechaniker W. Ginz, Findlingstrasse in München).
346. Das Physik. Institut der Universität Leipzig.

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.

...eturned to l
the last d...

a da...